



UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA  
Faculdade de Ciências e Tecnologia  
Departamento de Física



# ESTUDO DA DISTRIBUIÇÃO DE DOSE EM TORNO DE FONTES USADAS EM BRAQUITERAPIA

Por:

Milton Filipe Leite Rodrigues

Dissertação apresentada na Faculdade de Ciências e Tecnologia da  
Universidade Nova de Lisboa para obtenção do grau de Mestre em  
Engenharia Biomédica

Tese Orientada por:

Doutor Carlos Manuel Azevedo de Sousa Oliveira

Investigador Principal

Instituto Tecnológico e Nuclear

Lisboa - 2009

“Equipped with his five senses, man explores the universe around him and calls the adventure Science.”

Edwin Powell Hubble, *The Nature of Science*, 1954

## *AGRADECIMENTOS*

---

Quero agradecer a um conjunto de pessoas sem as quais directa ou indirectamente não seria possível a realização deste projecto:

Ao Dr. Carlos Oliveira pela orientação científica, interesse, motivação e rigor que me impôs no decorrer destes meses.

Ao Mestre João Cardoso e ao André Castro colaboradores do ITN-LMRI pelos conselhos e auxílio.

Aos meus colegas Cátia Santos, Hugo Silva, Patrícia Limede e Rui Costa que embarcaram nesta aventura no ITN.

Ao Dr. Carlos de Jesus do Hospital de Santa Maria, por me ter disponibilizado informações sobre a semente Nucletron microSelectron V2.

Ao ITN, pelas infra-estruturas disponibilizadas, e aos seus funcionários e investigadores, especialmente da UPSR.

À Nídia, por tudo.

Aos meus pais e irmã, pelo apoio e pelas oportunidades que me proporcionaram aos longo da minha vida.

A braquiterapia é uma modalidade de radioterapia em que fontes radioactivas encapsuladas são colocadas perto do volume alvo a ser tratado. O conhecimento da dose em torno da fonte com uma incerteza reduzida é determinante para o sucesso clínico do tratamento. Actualmente os métodos de simulação de Monte Carlo permitem calcular distribuições de dose em torno de sementes de braquiterapia com uma elevada fiabilidade e baixa incerteza estatística, sendo no entanto necessário modelar a semente com o máximo rigor possível.

Neste trabalho utiliza-se o código MCNPX para calcular grandezas dosimétricas descritas no TG-43 do AAPM da semente EchoSeed™ 6733 de I-125 (LDR) e da semente Nucletron microSelectron V2 de Ir-192 (HDR) actualmente disponíveis no mercado.

São efectuados estudos para determinar o efeito das dimensões das células de registo na dose, o efeito de aproximações utilizadas na geometria e calcular a incerteza na dose devido às tolerâncias do processo de fabrico das sementes.

**Palavras-chave:** Braquiterapia, LDR, HDR, Monte Carlo, MCNPX.

## *ABSTRACT*

---

Brachytherapy is a modality of radiotherapy in which encapsulated radioactive sources are placed near the target volume to be treated. The knowledge of the dose involving the sources with reduced uncertainties is determinant to the clinical success of the treatment. Nowadays Monte Carlo simulation methods can calculate the dose around brachytherapy seeds with high reliability and small statistic uncertainties, but the seed modulating must be as rigorous as can be achievable.

In this work MCNPX code is used to calculate dose parameters described in TG-43 of AAPM of the I-125 seed EchoSeed™ 6733 (LDR) and of the Ir-192 seed Nucletron microSelectron V2 commercially available.

Some studies are developed to determine the dose effect of the scoring cells dimensions, the effect of geometry approximations and the dose variability due to uncertainties in the manufacturer process of the seeds.

**Keywords:** Brachytherapy, LDR, HDR, Monte Carlo, MCNPX.

## *LISTA DE ABREVIACÕES*

---

AAPM	Associação Americana de Físicos em Medicina
C1	Geometria Cilindro 1
C2	Geometria Cilindro 2
CSDA	Aproximação de desaceleração contínua
H	Geometria Hiperbolóide
HDR	Alta taxa de dose
<i>Kerma</i>	Energia cinética libertada num material
LDR	Baixa taxa de dose
MCNPX	Monte Carlo N-Particle eXtended
SC	Scoring Cell (célula de registo)
TG-43	Task Group nº43
WAFAC	Câmara livre no ar

Agradecimentos.....	iii
Resumo .....	iv
Abstract .....	v
Lista de abreviações .....	vi
Introdução.....	1
1. Dosimetria .....	3
1.1. Interacção de fótons com a matéria .....	3
1.1.1. Dispersão de Rayleigh (coerente).....	3
1.1.2. Efeito Fotoeléctrico.....	4
1.1.3. Efeito de Compton (dispersão incoerente).....	5
1.1.4. Produção de Pares.....	6
1.2. Coeficiente de Atenuação .....	7
1.3. Interacção de electrões com a matéria .....	8
1.3.1. Colisões fracas .....	8
1.3.2. Colisões Fortes.....	9
1.3.3. Dispersão de Bremsstrahlung .....	9
1.3.4. Dispersão elástica .....	10
1.3.5. Poder de paragem.....	10
1.3.6. Alcance.....	12
1.4. Grandezas dosimétricas fundamentais.....	12
1.4.1. Kerma .....	12
1.4.2. Dose absorvida.....	14
1.4.3. Equilíbrio de partículas carregadas.....	15
2. Braquiterapia .....	16
2.1. História .....	16
2.2. Princípios básicos.....	17
2.2.1. Formalismo do cálculo de dose em braquiterapia .....	18
2.2.2. Intensidade de kerma no ar.....	20
2.2.3. Constante de taxa de dose .....	20
2.2.4. Função Geométrica .....	21

2.2.5.	Função de dose Radial.....	21
2.2.6.	Função de Anisotropia 2D .....	22
2.3.	Projecto T2.J06 “increasing cancer treatment efficacy using 3d brachyteraphy” .....	22
3.	Técnicas de Monte Carlo .....	24
3.1.	Introdução.....	24
3.2.	Peso de partículas.....	25
3.3.	Modelo análogo e não análogo .....	25
3.3.1.	Transporte de Fotões .....	26
3.3.2.	Transporte de Electrões – Modelo da história Condensada .....	27
3.3.3.	Passos e sub-passos dos electrões .....	28
3.3.3.1.	Caminho aleatório condensado.....	28
3.4.	Estrutura do programa MCNPX .....	29
3.4.1.	Tallies .....	29
3.4.2.	Estimativa de Incertezas .....	31
3.4.3.	Técnicas de Redução de Variância (VRT).....	31
4.	Dosimetria da semente EchoSeed 6733 .....	32
4.1.	Geometria.....	32
4.2.	Ficheiros de entrada.....	34
4.3.	Função de dose Radial .....	36
4.3.1.	Estudo das Scoring Cells .....	36
4.3.2.	Resultados.....	42
4.4.	Função de Anisotropia 2D .....	44
4.4.1.	Estudo das scoring cells.....	45
4.5.	Constante de taxa de dose .....	50
4.6.	Comparação com resultados experimentais .....	51
4.6.1.	Função de dose Radial.....	51
4.6.2.	Função de Anisotropia 2D .....	52
4.6.3.	Constante de taxa de dose .....	54
4.7.	Estudo da influência das tolerâncias de fabrico na dose .....	54
5.	Dosimetria da semente Nucletron Microselectron v2 .....	60
5.1.	Geometria.....	60
5.1.1.	Ficheiros de entrada.....	61
5.2.	Formalismo de dose .....	62



5.3.	Função de dose Radial .....	62
5.3.1.	Estudo das Scoring Cells .....	62
5.3.2.	Espessura.....	63
5.3.3.	Comprimento .....	64
5.3.4.	Resultados.....	65
5.4.	Função de Anisotropia 2D .....	66
5.4.1.	Estudo das Scoring Cells .....	66
5.4.2.	Resultados.....	68
5.5.	Constante de taxa de dose .....	71
5.6.	Formalismo Along-Away .....	72
5.7.	Dosimetria Beta.....	74
Conclusão.....		76
Bibliografia.....		77
Anexo A.....		81
Anexo B.....		82
Anexo C.....		86
Anexo D.....		87
Anexo E.....		88
Anexo F.....		90

Figura 1.1 - Processos de interacção possíveis com um fóton primário e as suas emissões secundárias.....	3
Figura 1.2 - Esquematização do efeito fotoeléctrico [Hen02]. ....	4
Figura 1.3 - Esquematização do efeito de Compton [Hen02]. ....	5
Figura 1.4 - Esquematização do efeito de Compton [Hen02]. ....	6
Figura 1.5 - Coeficientes de atenuação mássicos na água para energias de interesse neste trabalho [NIS09].....	7
Figura 1.6 - Exemplificação do parâmetro a e b. ....	8
Figura 1.7 - Poder de paragem e as suas componentes na água em função da energia [NIS09].....	11
Figura 1.8 - Energia transferida por um fóton com energia $h\nu$ para um meio de massa $dm$ . O fóton interage no ponto P e transfere alguma da sua energia sob a forma de energia cinética para um electrão. Por sua vez, o electrão transfere a sua energia por meio de pequenas colisões entre o ponto P e P'. A energia transferida por unidade de massa em P é designada por <i>kerma</i> . Um dos raios- $\gamma$ transporta energia para fora do volume de massa $dm$ . ....	14
Figura 1.9 - Condição para o equilíbrio de partículas carregadas. ....	15
Figura 2.1 - Aplicação do TRUS [Phi09]. ....	17
Figura 2.2 - Sistema de coordenadas utilizado no TG-43. ....	19
Figura 2.3 - Projecto T2.J06.....	23
Figura 4.1 - Semente EchoSeed 6733 e as suas respectivas dimensões [Geh06].....	32
Figura 4.2 - Geometria utilizada para modelar a semente EchoSeed 6733 em [Sow02] e [Tay08].....	33
Figura 4.3 - Representação das três geometrias utilizadas neste trabalho para modelar a semente EchoSeed 6733 e os seus respectivos materiais. No anexo A encontram-se representadas as dimensões das geometrias C2 e H e as densidades dos materiais utilizados. ....	34
Figura 4.4 - Localização da fonte de I-125 (detalhe). ....	34
Figura 4.5 - Representação das scoring cells escolhidas.....	36
Figura 4.6 - Dose depositada em função da distância.....	37
Figura 4.7 - a) Regressão utilizada para distâncias até 1cm; b) Regressão utilizada para distâncias superiores a 1cm. ....	38
Figura 4.8 - Aumento da dose em função da espessura das células de medida. ....	39
Figura 4.9 - Esquema utilizado para determinação do comprimento das <i>scoring cells</i> .....	40
Figura 4.10 - Variação da dose ao longo do eixo transversal. ....	40
Figura 4.11 - Variação da dose com o comprimento da célula para diferentes medidas.....	41
Figura 4.12 - Função de dose Radial da geometria cilindro 1, cilindro 2 e hiperbolóide e respectivas diferenças percentuais com a geometria cilindro 1.....	42
Figura 4.13 - Função de dose Radial da geometria Cilindro 1, da geometria de [Sow02] e [Tay08] e da semente de Taylor e respectivas diferenças percentuais com a geometria cilindro 1. ....	43
Figura 4.14 - Distribuição de dose em torno do plano transversal da geometria C1. ....	44
Figura 4.15 - <i>Scoring cells</i> utilizadas para a função de anisotropia com indicação das dimensões abertura, espessura e largura. ....	45

Figura 4.16 – (a) Dose em função do ângulo polar para uma distância radial de 0,25cm. (b) Dose em função do ângulo polar para uma distância radial de 7 cm. ....	46
Figura 4.17 – (a) Função de anisotropia 2D a 0,5 cm para as geometrias C1 C2 e H. (b) Função de anisotropia 2D a 0,5cm para a geometria C1 e de [Tay08]. ....	47
Figura 4.18 - (a) Função de anisotropia 2D a 1 cm para as geometrias C1 C2 e H. (b) Função de anisotropia 2D a 1cm para a geometria C1 e de [Tay08]. ....	48
Figura 4.19 - (a) Função de anisotropia 2D a 5 cm para as geometrias C1 C2 e H. (b) Função de anisotropia 2D a 5cm para a geometria C1 e de [Tay08]. ....	48
Figura 4.20 - Distribuição de dose no plano longitudinal da semente com geometria Hiperbolóide....	49
Figura 4.21 - Valores da constante de taxa de dose obtidos neste trabalho e nos trabalhos de referência.....	50
Figura 4.22 - Função de dose Radial em <i>solid water</i> e respectiva comparação com os dados experimentais e com código PTRAN. ....	52
Figura 4.23 - Comparação dos resultados da função de anisotropia 2D experimentais com os simulados para uma distância radial de 2 cm para as geometrias. ....	53
Figura 4.24 - Comparação dos resultados da função de anisotropia 2D experimentais com os simulados para uma distância radial de 3 cm para as geometrias. ....	53
Figura 4.25 - Valores da constante de taxa de dose obtidos neste trabalho em água sólida e nos trabalhos de referência.....	54
Figura 4.26 - Comparação dos resultados da função de anisotropia 2D experimentais com os simulados para uma distância radial de 3 cm para as geometrias. ....	55
Figura 4.27 - Representação das três geometrias utilizadas para representar os erros na geometria devido à incerteza do fabricante: C1- espessura dos topos é mínima, C1- espessura dos topos média, C1+ espessura dos topos máxima. ....	55
Figura 4.28 - Comparação dos resultados da função de anisotropia para 3 espessuras dos topos distintas para uma distância radial de 0,25cm. ....	56
Figura 4.29 - Comparação dos resultados da função de anisotropia para 3 espessuras dos topos distintas para uma distância radial de 1 cm. ....	56
Figura 4.30 - Comparação dos resultados da função de anisotropia para 3 espessuras dos topos distintas para uma distância radial de 5 cm. ....	57
Figura 4.31 - Gradiente de dose a uma distância arbitrária devido à espessura da semente. ....	58
Figura 4.32 - Proximidade das sementes num tratamento de braquiterapia. ....	59
Figura 5.1 - Dimensões em mm da semente Nucletron Microselectron HDR V2.....	60
Figura 5.2 - Dimensões em mm da geometria utilizada em para representar a semente Nucletron Microselectron V2, detalhe da extremidade do núcleo de irídio. ....	61
Figura 5.3 - Representação das scoring cells escolhidas.....	63
Figura 5.4 - Valores de dose em função da distância radial.....	64
Figura 5.5 - Função de dose Radial e comparação dos dados com os de [Das97] e [Tay08]. ....	65
Figura 5.6 - Distribuição da taxa dose em torno do plano transversal à semente. ....	66
Figura 5.7 - <i>Scoring cells</i> utilizadas para a função de anisotropia com indicação das dimensões abertura, espessura e largura. ....	67

Figura 5.8 - (a) Dose em função do ângulo polar para uma distância radial de 0,5cm. (b) Dose em função do ângulo polar para uma distância radial de 5 cm. ....	67
Figura 5.9 - Comparação da função de anisotropia 2D a 0,5 cm com os resultados de [Das97] e [Tay08].....	68
Figura 5.10 - Comparação da função de anisotropia 2D a 1 cm com os resultados de [Das97] e [Tay08].....	69
Figura 5.11 - Comparação da função de anisotropia 2D a 5 cm com os resultados de [Das97] e [Tay08].....	70
Figura 5.12 - Distribuição da taxa dose em torno do longitudinal da semente. ....	70
Figura 5.13 - Valores da constante de taxa de dose dos diferentes autores. ....	71
Figura 5.14 - Scoring cells utilizadas para o cálculo de tabelas de <i>along-away</i> .....	72
Figura 5.15 – Representação gráfica da tabela <i>along-away</i> . ....	73
Figura 5.16 - Espectro $\beta$ utilizado neste trabalho. ....	74
Figura 5.17 - Razão entre a dose dos electrões e a dose dos fotões em função da distância. ....	75

Tabela 2.1 – Radionuclídeos mais utilizados em braquiterapia.[Wil00].....	17
Tabela 3.1 - Lista de fontes utilizadas neste trabalho. ....	29
Tabela 4.1 - Comparação dos dados de entrada dos diferentes estudos. ....	35
Tabela 4.2 - Espectro de I-125 utilizado neste trabalho. ....	35
Tabela 4.3 - Avaliação da influência da espessura na dose para a distância radial de 0,25cm. ....	38
Tabela 4.4 - Valores dos índices da regressão polinomial de grau 5. ....	44
Tabela 4.5 - Avaliação da influência do ângulo de abertura na dose para a distância radial de 0,25cm e um ângulo polar de 15°. ....	47
Tabela 4.6 - Variação angular e radial da incerteza estatística e devida à espessura.....	58
Tabela 5.1 - Comparação dos dados de entrada dos diferentes estudos. ....	61
Tabela 5.2 - Valores dos índices da regressão polinomial de grau 5. ....	65
Tabela 5.3 - Espectro Beta do Ir-192.....	74

## INTRODUÇÃO

---

A braquiterapia é uma modalidade da radioterapia em que fontes radioactivas de pequena dimensão são encapsuladas e colocadas na proximidade ou dentro do volume alvo, permitindo depositar uma elevada dose num volume a curta distância e poupar os tecidos envolventes, sendo utilizada para o tratamento de vários tipos de tumores cancerígenos.

A incidência de cancro na união europeia (EU 25) em 2006 foi de 2.3 milhões de pessoas (com cerca de 4900 novos casos por milhão de habitantes por ano). Cerca de 50% dos doentes de cancro recebem tratamento à base radioterapia, dos quais 10% são tratados com braquiterapia.

Ao todo são efectuados cerca de 100.000 tratamentos por ano na União Europeia sendo que os tipos de tumores tratados são ginecológicos (66,9%), na próstata (8,1%), peito (7,3%), brônquios (5,2%) e cabeça e pescoço (3,2%).

Distinguem-se dois tipos de braquiterapia no que diz respeito à taxa de dose: LDR (low dose rate) em que a taxa de dose se encontra num intervalo entre 5 a 20 mGy/min, geralmente com I-125 ou Pd-103 e HDR (high dose rate) com Ir-192, se a taxa de dose depositada for superior a 200mGy/min.

A escolha do tipo de braquiterapia a implementar depende do tipo de tumor, da sua localização e essencialmente do sistema pós-carregador (afterloading) disponível. Em 2006 70% dos tratamentos de braquiterapia na união europeia (EU 25) foram do tipo HDR, embora a modalidade de braquiterapia intersticial utilizada para o tratamento da próstata com I-125 ou Pd-103 esteja a aumentar de popularidade.

Actualmente os procedimentos para o cálculo de dose absorvida pelo paciente são afectados por uma incerteza que pode reduzir a eficácia do tratamento. A dose absorvida é determinada indirectamente através de medições de intensidade de *kerma* no ar a 1 metro da fonte e convertidos em  $D_w$ , dose absorvida em água, a um centímetro da fonte.

Este trabalho encontra-se inserido no projecto europeu de investigação conjunta T2-J06: "Increasing cancer treatment efficacy using 3D Brachytherapy", co-financiado no âmbito do projecto iMERA-Plus de acordo com a Grant No. 217257 entre a Comissão Europeia e a EURAMET. O objectivo deste projecto constitui em criar padrões primários para a medição de dose absorvida em água,  $D_w$ , e diminuir a incerteza de dose depositada num volume alvo, tornando-a comparável à incerteza actual em radioterapia externa.

As técnicas de Monte Carlo constituem um método numérico exacto de modelação detalhada dos processos físicos de deposição de energia em diferentes meios. Estas técnicas tornaram-se numa ferramenta bastante útil nos últimos anos em braquiterapia e têm sido aplicadas de modo a obter grandezas dosimétricas para o cálculo da dose em tecidos biológicos.

A abordagem ideal deverá combinar cálculos de Monte Carlo juntamente com avaliação experimental. Os métodos de Monte Carlo mais utilizados em física médica são respectivamente o MCNP/MCNPX, PTRAN, EGS4/EGSnrc e PENELOPE. O MCNPX (Monte Carlo N-Particle eXtended) foi o programa utilizado neste estudo. Foi desenvolvido pelo Laboratório Nacional de Los Alamos (LANL) e a sua programação foi realizada em linguagem Fortran 90 e C.

Os objectivos desta tese consistem em calcular grandezas dosimétricas descritas no formalismo de dose do *Task Group 43* da AAPM (Associação de Americana de físicos em Medicina) para duas sementes de braquiterapia disponíveis no mercado, a EchoSeed™ 6733 I-125 (LDR) e Nucletron Microselectron V2 Ir-192 (HDR). Foram efectuados uma série de estudos para determinar o efeito das dimensões das células de registo na dose, o efeito de aproximações utilizadas na geometria e calcular a incerteza na dose devido às tolerâncias do processo de fabrico das sementes. Atendendo à especificidade de cada uma das sementes serão utilizados outros formalismos de dose como as tabelas ao longo e à distância (*along-away*) e a contribuição de electrões para a dose.

O capítulo 1 deste trabalho é dedicado à dosimetria. A dosimetria é um campo da física médica que estuda a dose depositada num meio, sendo baseada na compreensão dos processos de interacção entre as partículas e a matéria. Neste capítulo são descritos os tipos de interacção dos fótons e dos electrões com a matéria para a gama de energias utilizada neste trabalho. Neste capítulo são também introduzidas algumas grandezas dosimétricas fundamentais essenciais para a compreensão da dose em torno de sementes de braquiterapia.

No capítulo 2 são descritos os diferentes tipos e fontes de braquiterapia, são apresentados os formalismos de cálculo de dose utilizados na tese e é apresentado genericamente o projecto T2-J06.

No capítulo 3 é feita uma descrição mais pormenorizada do funcionamento do programa MCNPX, nomeadamente ao nível dos processos utilizados para o transporte de radiação e os diferentes algoritmos que são usados para calcular diferentes grandezas dosimétricas (*tallies*) utilizados neste projecto.

No capítulo 4 são apresentados os resultados obtidos por simulação computacional segundo o formalismo já anteriormente mencionado para EchoSeed™ 6733 I-125 (LDR) e no capítulo 5 são apresentados os resultados para a semente Nucletron microSelectron v2 Ir-192 (HDR).

Finalmente no último capítulo, são apresentadas as conclusões deste trabalho.

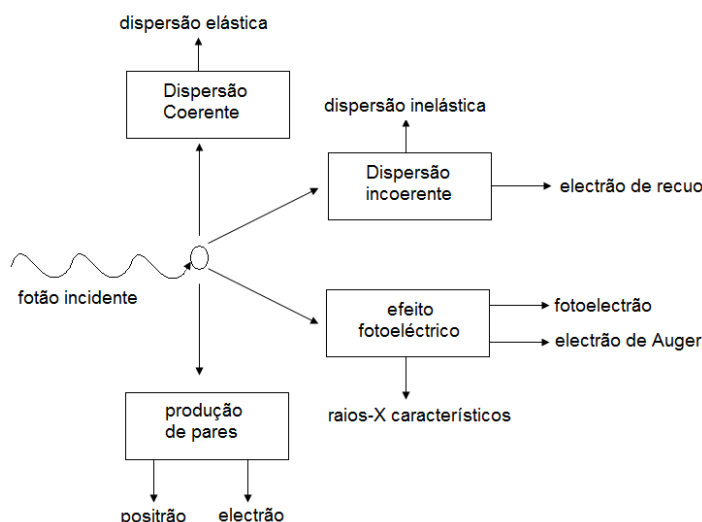
## 1. DOSIMETRIA

As sementes de braquiterapia utilizadas neste trabalho de I-125 e Ir-192 emitem fótons com energias médias de 28 e 370 keV, respectivamente. Estes fótons interagem com a matéria através de processos distintos, sendo que a sua probabilidade de ocorrência é determinada pela secção eficaz, a qual depende da energia do fóton, da densidade e do número atómico do meio. Neste capítulo vão ser identificados os tipos de interacções que ocorrem entre os fótons e os electrões com a matéria, e vão ser introduzidas algumas grandezas dosimétricas fundamentais para a compreensão deste estudo.

### 1.1. INTERACÇÃO DE FOTÕES COM A MATÉRIA

Dentro dos tipos de interacções dos fótons com a matéria, distinguem-se quatro interacções principais: dispersão de Rayleigh (dispersão coerente), efeito de Compton (dispersão incoerente), efeito fotoeléctrico e produção de pares.

A figura 1.1 esquematiza os tipos de interacções que podem ocorrer entre os fótons e a matéria e as suas emissões secundárias.



**Figura 1.1** - Processos de interacção possíveis com um fóton primário e as suas emissões secundárias.

#### 1.1.1. DISPERSÃO DE RAYLEIGH (COERENTE)

A dispersão de Rayleigh é denominada por dispersão coerente uma vez que o fóton é disperso pela acção combinada de todo o átomo. É um evento elástico na medida em que o fóton mantém praticamente toda a sua energia inicial, sendo que é apenas redireccionado através de um ângulo diminuto. A dispersão coerente não contribui para o *kerma* ou dose, visto que não fornece energia para nenhuma partícula carregada e não produz nenhuma ionização ou excitação. No entanto este tipo de interacção contribui para o coeficiente de atenuação.



A secção eficaz da dispersão de Rayleigh em ângulo sólido é dada por:

$$\frac{d\sigma_r^a}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) [F(q, Z)]^2 \quad (1.1)$$

com unidades de  $\text{cm}^2\text{sr}^{-1}\text{atomo}^{-1}$  onde  $r_e$  é o raio clássico do electrão e  $q = 2k\sin(\theta/2)$  (com  $k = h\nu/c$ ) é o momento transferido,  $F(q, Z)$  são factores de forma atómicos [Hub79]. Quando  $q \rightarrow 0$ , tem-se  $F(q, Z) \rightarrow Z$ .

### 1.1.2. EFEITO FOTOELÉCTRICO

O efeito fotoeléctrico (também designado por absorção fotoeléctrica) constitui a interacção mais importante para fotões de baixa energia com a matéria. Este efeito ocorre quando um fotão transfere toda a sua energia para um electrão das camadas mais internas da nuvem electrónica de um átomo geralmente com um elevado número atómico. O átomo volta para um estado menos excitado através da ocupação da lacuna deixada por electrões das camadas superiores, resultando na emissão de raios-X de fluorescência ou então na emissão de electrões de Auger (figura 1.2).

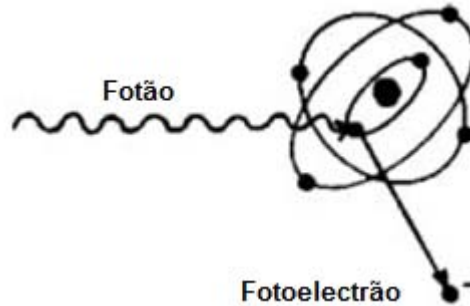


Figura 1.2 - Esquematisação do efeito fotoeléctrico [Hen02].

A energia cinética do electrão, independentemente do seu ângulo de dispersão,  $\theta$ , é dada por:

$$T = h\nu - E_b - T_a = h\nu - E_b \quad (1.2)$$

onde  $T$  é a energia cinética do electrão ejectado com uma energia de ligação  $E_b$ , com um ângulo  $\theta$  relativamente à direcção do fotão incidente com energia  $h\nu - E_b$ . Para conservar o momento, o átomo desloca-se com uma energia cinética  $T_a$  aproximadamente nula.

Uma condição necessária para que o efeito fotoeléctrico ocorra é que  $h\nu > E_b$ . No entanto desde que essa condição seja respeitada, a sua probabilidade de ocorrência aumenta com a diminuição da energia do fotão incidente.

A secção eficaz por átomo do efeito fotoeléctrico é dada por:

$$\sigma_p^a \approx \sqrt{2} \frac{32\pi r_e^2 \alpha^4}{3} \left( \frac{3m_0 c^2}{k_0} \right)^m Z^n \quad (1.3)$$

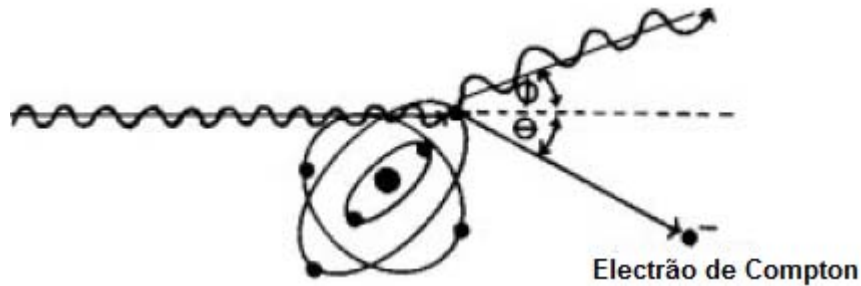
onde  $\alpha = 1/137$  é a constante da estrutura fina,  $m_0$  e  $r_e$  são respectivamente a massa e o raio clássico do electrão,  $k_0$  a energia do fotão incidente e  $Z$  o número atómico do material. O expoente  $m$  varia entre 1 ( $k_0 > 500\text{keV}$ ) e 3 ( $k_0 < 100\text{keV}$ ) e o expoente  $n$  varia entre 4 ( $k_0 < 100\text{keV}$ ) e 4,6 ( $k_0 > 500\text{keV}$ ) [Bie00].

### 1.1.3. EFEITO DE COMPTON (DISPERSÃO INCOERENTE)

O efeito de Compton consiste na interacção de fótons com electrões livres (um electrão é considerado livre quando a sua energia de ligação é muito inferior à energia do fóton incidente). Nesta interacção o fóton inicial é disperso, e parte da sua energia inicial é transferida para o electrão ejectado.

A descrição do efeito de Compton pode ser dividida em dois aspectos: cinemática e secção eficaz. A primeira está relacionada com as energias e os ângulos das partículas aquando a ocorrência do efeito de Compton; o segundo aspecto está relacionado com a probabilidade de essa interacção ocorrer.

Na figura 1.3 encontra-se representada uma interacção de Compton.



**Figura 1.3** - Esquematização do efeito de Compton [Hen02].

Depois da colisão, o electrão emerge com um ângulo  $\theta$  com uma energia cinética  $T$  e com um momento  $p$ . O fóton é disperso com um ângulo  $\varphi$  e energia  $h\nu'$  e um momento  $h\nu'/c$ , inferiores aos originais.

O processo de colisão na interacção de Compton é descrito através da aplicação das leis de conservação de energia e de momento, de onde vem:

$$T = h\nu - h\nu' \quad (1.4)$$

a conservação do momento ao longo da direcção original do fóton ( $0^\circ$ ) pode ser expressa por:

$$h\nu = h\nu' \times \cos\varphi + pc \times \cos\theta \quad (1.5)$$

tendo em conta a relação relativista entre a massa e a energia, e as leis de conservação de energia e do momento para o fóton e electrão, pode-se derivar a seguinte expressão:

$$pc = \sqrt{T(T + 2m_0c^2)} \quad (1.6)$$

das últimas expressões podem ser retiradas as equações principais que descrevem a cinemática envolvida numa interacção com efeito de Compton:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{\left(1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}\right)(1 - \cos\varphi)} \quad (1.7)$$

$$\cot\theta = \left(1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}\right) \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) \quad (1.8)$$

onde  $m_0c^2$  é a energia do electrão em repouso e corresponde a 0.511 MeV.

A secção eficaz do efeito de Compton foi descrita por Klein e Nishina através da aplicação da teoria relativista de Dirac. A secção eficaz diferencial para fótons dispersos com um ângulo  $\varphi$ , por unidade de ângulo sólido e por electrão, pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{d_e \sigma}{d\Omega_\varphi} = \frac{r_0^2}{2} \left( \frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left( \frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2 \varphi \right) \quad (1.9)$$

Com unidades de  $\text{cm}^2 \text{sr}^{-1} \text{electrão}^{-1}$ . A secção eficaz total por electrão ( $e\sigma$ ) obtém-se através da integração da expressão 1.9 sobre todos os ângulos de dispersão:

$$\begin{aligned} e\sigma &= 2\pi \int_{\varphi=0}^{\pi} \frac{d_e \sigma}{d\Omega_\varphi} \sin \varphi d\varphi = \\ &= 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \end{aligned} \quad (1.10)$$

tendo como unidades de  $\text{cm}^2 \text{electrão}^{-1}$  e onde  $\alpha = h\nu/m_0 c^2$ .

O coeficiente de atenuação mássico de Compton  $\mu_c/\rho$  é dado pela seguinte expressão:

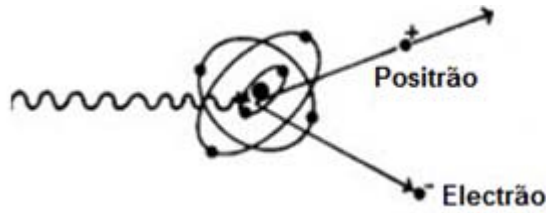
$$\frac{\mu_c}{\rho} = \left[ N_A \left( \frac{Z}{A} \right) \right] e\sigma \quad (1.11)$$

com unidades de  $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ , onde a razão  $Z/A$  é igual a 1 para o hidrogénio e de aproximadamente  $0,45 \pm 0,05$  para os outros elementos, donde vem que o coeficiente de atenuação mássico de Compton é praticamente independente de  $Z$ .

#### 1.1.4. PRODUÇÃO DE PARES

A produção de pares é um processo através do qual um fóton desaparece dando origem a electrão e a um positrão. Este tipo de interacção só pode ocorrer num campo coulombiano, normalmente próximo do núcleo de um átomo com elevado  $Z$ . A energia mínima do fóton incidente necessária para a ocorrência deste tipo de interacção é de  $2m_0 c^2$ .

A figura 1.4 ilustra o que acontece esquematicamente o que acontece aquando a produção de pares.



**Figura 1.4** - Esquematisação do efeito de Compton [Hen02].

A expressão que traduz a cinemática deste tipo de interacção, através da condição da conservação de energia, e ignorando a pequena energia cinética cedida ao núcleo atómico é:

$$h\nu = 2m_0 c^2 + T^- + T^+ = 1.022 \text{ MeV} + T^- + T^+ \quad (1.12)$$

Para fótons mais energéticos o ângulo médio  $\bar{\theta}$  segundo o qual o electrão e positrão são emitidos aumenta. A expressão que traduz essa relação é:

$$\bar{\theta} \cong \frac{m_0 c^2}{\bar{T}} \quad (1.13)$$

A secção eficaz total da produção de pares por átomo é dada por:

$$\alpha^k = \int_{T^+} d(a^k) = \sigma_0 Z^2 \int_0^{(h\nu - 2m_0 c^2)} \frac{P dT^+}{h\nu - 2m_0 c^2} = \sigma_0 Z^2 \bar{P} \quad (1.14)$$

Em que  $\sigma_0 = 5.80 \times 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{electrão}$  e  $\bar{P}$  tende para uma constante.

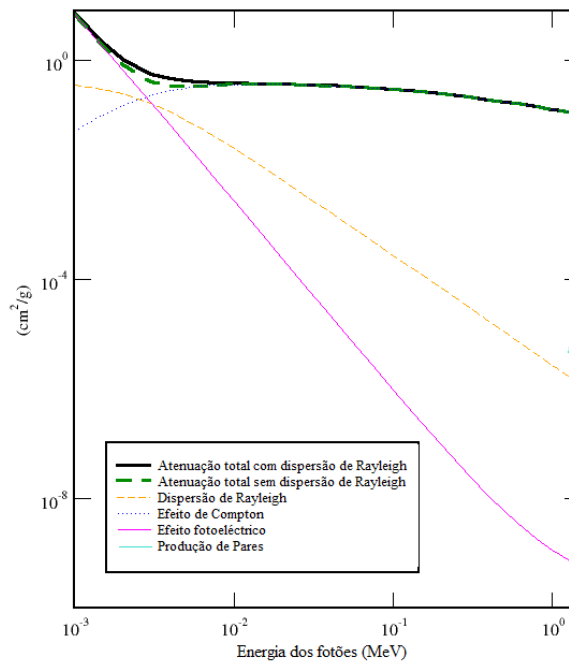
## 1.2. COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO

A intensidade de radiação que é atenuada numa dada espessura de um material absorvente é dada pelo coeficiente de atenuação,  $\mu$ , que é dependente da energia do feixe e do material absorvente. Geralmente é utilizado o coeficiente de atenuação mássico para quantificar a atenuação da radiação nos materiais independentemente da sua intensidade.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_r}{\rho} + \frac{\mu_p}{\rho} + \frac{\mu_c}{\rho} + \frac{\mu_{pp}}{\rho} \quad (1.15)$$

onde  $\mu_r/\rho$ ,  $\mu_p/\rho$ ,  $\mu_c/\rho$  e  $\mu_{pp}/\rho$  são respectivamente o coeficiente de atenuação mássico dos efeitos da dispersão de Rayleigh, fotoeléctrico, Compton e produção de pares.

A figura 1.5 seguinte representa os diferentes coeficientes de atenuação mássicos para a água na gama de energias de fótons em que se realizou este trabalho.



**Figura 1.5** - Coeficientes de atenuação mássicos na água para energias de interesse neste trabalho [NIS09].

Analisando o gráfico da figura 1.5 conclui-se que para a água/tecido humano (baixo número atómico) a interacção predominante para as duas sementes de braquiterapia estudadas neste trabalho com uma energia média de 28 keV para a fonte de I-125 e de 380 keV para a fonte de Ir-192 os efeitos predominantes são, respectivamente o efeito fotoeléctrico e o efeito de Compton. A produção de pares poderá ocorrer somente para a semente de Ir-192 que é a única que emite fótons com uma energia superior a  $2m_0c^2$ , ainda que com uma probabilidade bastante reduzida.

### 1.3. INTERACÇÃO DE ELECTRÕES COM A MATÉRIA

Como já foi referido anteriormente, a interacção de fótons com a matéria dá origem libertação de electrões, os fótons transmitem a sua energia aos electrões, que por sua vez, a transmitem ao meio. Uma vez que a energia máxima dos fótons ronda os 35keV e os 1,378 MeV para o I-125 e Ir-192 respectivamente, a energia máxima dos electrões secundários será ligeiramente inferior a esses valores. Além disso o Ir-192 é também um emissor  $\beta^-$  com uma energia até cerca de 600keV.

Os feixes de electrões perdem a sua energia através de processos completamente distintos dos descritos até agora para a radiação electromagnética ionizante.

Um fóton pode atravessar um meio material sem que ocorra qualquer tipo de interacção, ou no caso de esta ocorrer, perde sua energia num número limitado de eventos “catastróficos”. Por outro lado, uma partícula carregada, devido ao campo Coulombiano que a acompanha, interage necessariamente com os electrões ou núcleos de praticamente todos os átomos que estejam na vizinhança do seu trajecto.

Do ponto de vista estocástico é impossível prever o alcance de um fóton individual na matéria, porque a sua energia cinética pode ser completamente cedida com uma ocorrência (ou por um número bastante limitado de ocorrências) de carácter aleatório. Para partículas carregadas como os electrões, devido ao elevado número de interacções que ocorrem num determinado meio, o seu trajecto tende a aproximar-se de um valor expectável que é observado como uma média para uma elevada população de partículas idênticas. Esse valor expectável é chamado de alcance.

O tipo de interacção que um electrão faz com um átomo é dependente de dois parâmetros, o raio atómico,  $a$ , e o parâmetro de impacto,  $b$ , representados na figura 1.6:

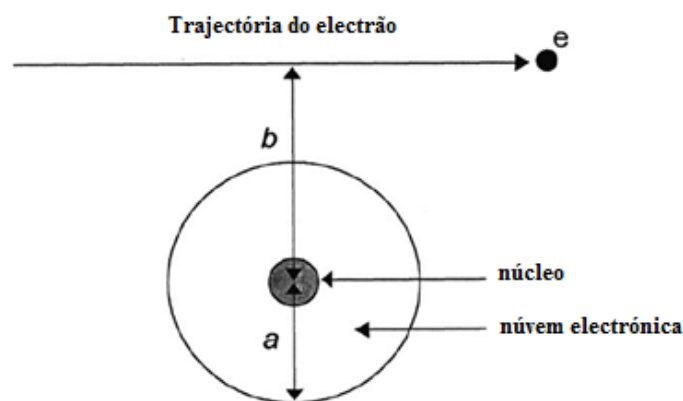


Figura 1.6 - Exemplificação do parâmetro  $a$  e  $b$ .

Há 4 tipos de interacções cuja probabilidade de ocorrência está relacionada com estes 2 parâmetros. Assim, para  $b \gg a$  dão-se colisões fracas, para  $b \sim a$  colisões fortes e para  $b \ll a$  colisões de coulomb que se dividem em colisões de *bremsstrahlung* e colisões elásticas.

#### 1.3.1. COLISÕES FRACAS

Ocorrem quando o electrão passa pelo átomo a uma distância considerável, a influência do campo do coulomb do electrão afecta o átomo como um todo. Há a transferência de uma pequena

porção de energia (poucos eV's) o que pode provocar a excitação ou mesmo ionização de electrões de camadas mais externas dos átomos.

É o tipo de interacção mais provável dadas as dimensões atómicas e é responsável por cerca de metade da energia que é transferida do electrão para o meio.

### 1.3.2. COLISÕES FORTES

Quando o parâmetro de impacto,  $b$ , é aproximado ao raio atómico há uma elevada probabilidade de interacção com um único electrão, o qual é ejectado com uma energia cinética considerável e é chamado um raio  $\delta$ .

A probabilidade deste tipo de interacção é bastante inferior às colisões fracas, no entanto a transmissão de energia do electrão para o meio entre estes dois tipos de colisões é comparável.

A energia transferida do electrão para o átomo considerado como estando em repouso é dada por [Leo86]:

$$w = \frac{2e^4}{m_o b^4 v^2} \quad (1.16)$$

onde  $e$  é a carga do electrão,  $m_o$  a sua massa de repouso,  $b$  o parâmetro de impacto e  $v$  a velocidade do electrão primário.

A secção eficaz diferencial,  $d\sigma_{col}$ , no intervalo diferencial de energia cinética,  $T$ , designada por Moller, é dada pela seguinte equação:

$$\frac{d\sigma_{col}}{dT} = \frac{2\pi r_e^2 m_o}{\beta^2} \frac{1}{T^2} \left[ 1 + \frac{T^2}{(T_o - T)^2} + \frac{\tau^2}{(\tau + 1)^2} \left( \frac{T}{T_o} \right)^2 - \frac{2\tau + 1}{(\tau + 1)^2} \frac{T}{T_o - T} \right] \quad (1.17)$$

onde  $\beta = v/c$ ,  $T_o$  é a energia cinética do electrão incidente e  $\tau = T_o/m_o c^2$  a energia cinética do electrão em unidades de massa do electrão. Dado que se tratam de partículas idênticas, a energia máxima transferida é  $T_o/2$ . A secção eficaz descrita na equação 1.17 é válida apenas para electrões primários com energia cinética muito superior à energia de ligação, sendo necessária uma correcção para energias mais baixas. É de realçar que quando electrões de camadas internas são ejectados, raios-X característicos e/ou electrões de Auger serão emitidos, pelo que a consequente deposição de energia no meio poderá ocorrer a distâncias relativamente grandes.

### 1.3.3. DISPERSÃO DE BREMSSTRAHLUNG

É um dos tipos de colisões de Coulomb que pode ocorrer para  $b \ll a$ . Esta interacção consiste numa colisão inelástica na qual o electrão é deflectido da sua trajectória e perde uma fracção elevada da sua energia cinética (até 100%), sendo emitido um raio-X. Este tipo de fotão é chamado fotão de *bremsstrahlung*.

A secção eficaz diferencial em energia  $k$  do fotão que é irradiado, para um electrão com energia inicial  $E_0$  num átomo com número atómico  $Z$ , é dada por:

$$\frac{d\sigma_b}{dk} = \frac{4r_e^4 Z^2}{137k} \left\{ (1 + \varepsilon^2) \left[ \frac{\varphi_1(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] - \frac{2}{3} \varepsilon \left[ \frac{\varphi_2(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] \right\} \quad (1.18)$$

onde  $\epsilon=E/E_0$  representa a energia total dispersa pelo electrão,  $f(Z)$  é o factor de correcção de Coulomb, as funções  $\varphi_1(\xi)$  e  $\varphi_2(\xi)$  são funções que têm em conta os efeitos de blindagem com

$$\xi = \frac{100m_0c^2h\nu}{E_0EZ^{\frac{1}{3}}} \quad (1.19)$$

A expressão não é válida para electrões incidentes de baixa energia. Para electrões incidentes de baixa energia, a intensidade de produção de raios-X é máxima na direcção perpendicular ao movimento do electrão.

#### 1.3.4. DISPERSÃO ELÁSTICA

Trata-se de outro tipo de interacção que pode ocorrer quando o parâmetro de impacto do electrão é bastante inferior ao raio atómico do núcleo.

Em cerca de 2-3% dos casos, o electrão é disperso por uma colisão elástica, perdendo pouca energia cinética (apenas a suficiente para a conservação do momento) e não emite fotões nem excita o núcleo atómico. Este mecanismo assume importância na medida em que é responsável pelos caminhos sinuosos dos electrões ao longo dos diferentes meios, uma vez que os electrões são dispersos pelos núcleos atómicos. As dispersões elásticas com electrões atómicos são apenas significativas para electrões incidentes cuja energia seja inferior a 100eV [Eva55].

Ignorando os efeitos de spin e de blindagem, as colisões elásticas com um núcleo considerado pontual, são governadas pela secção eficaz diferencial de Rutherford:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2 Z^2 e^2}{4} \frac{m_e c / \beta p}{\sin^4(\theta/2)} \quad (1.20)$$

Onde  $r_e$  é o raio clássico do electrão,  $Z$  o número atómico do átomo dispersor,  $\beta$  é a velocidade do electrão incidente em termos da velocidade da luz,  $p$  o momento do electrão incidente e  $\theta$  o ângulo polar de deflexão.

#### 1.3.5. PODER DE PARAGEM

As interacções referidas anteriormente estão relacionadas com a energia que os electrões vão perder ao longo do seu percurso pela matéria. Esta perda de energia é geralmente gradual e acontece em vários passos, ao contrário do que acontece para os fotões. Desta forma a penetração de um electrão pode ser descrita pela *Continuos Slowing Down Approximation* (CSDA) na qual é assumido que o electrão perde a sua energia de uma forma gradual e linear enquanto percorre o meio.

A penetração dos electrões num dado meio assumindo que as partículas perdem a sua energia de uma forma linear e continua pode ser descrita pelo poder de paragem, *Stopping Power*, que é dado por:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (1.21)$$

Em unidades de MeV.cm<sup>-1</sup> ou J.m<sup>-1</sup>.

Por sua vez, o poder de paragem divide-se em duas componentes, a componente colisional e radiativa:

$$S = S_{col} + S_{rad} \quad (1.22)$$

Onde  $S_{col}$  é a perda de energia devida a colisões com electrões atómicos e  $S_{rad}$  a contribuição das perdas devido a interacções radiativas.

A contribuição de  $S_{col}$  é dada pela expressão derivada de Bethe [Bet53]:

$$S_{col} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_c = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_0 v^2} \left[ \ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2 \left( 2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right] \quad (1.23)$$

onde  $\beta = v/c$ ,  $E$  a energia dos electrões,  $m_0$  a sua massa em repouso,  $v$  a velocidade dos electrões,  $e$  a carga do electrão,  $I$  o potencial médio de ionização e excitação do material irradiado,  $Z$  o número atómico e  $N$  a sua densidade.

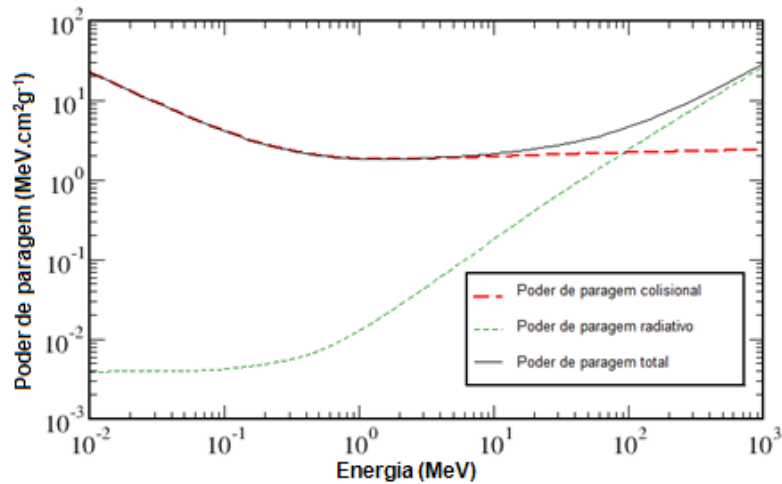
A expressão que traduz a contribuição devida a  $S_{rad}$  é:

$$S_{rad} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_R = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2 c^4} \left( 4 \ln \frac{2E}{m_0 c^2} - \frac{4}{3} \right) \quad (1.24)$$

a expressão anterior demonstra que as perdas radiativas aumentam com o número atómico do material irradiado e com a energia dos electrões incidentes. A relação entre  $S_{col}$  e  $S_{rad}$  é aproximadamente igual a [Att86]:

$$\frac{S_{col}}{S_{rad}} = \frac{700}{EZ} \quad (1.25)$$

onde  $E$  é a energia dos electrões em MeV e  $Z$  o número atómico do meio material. Facilmente se percebe que a contribuição de  $S_{rad}$  neste trabalho é mínima derivado ao baixo número atómico do meio (água) e o facto das energias envolvidas serem inferiores a 1,5MeV.



**Figura 1.7** - Poder de paragem e as suas componentes na água em função da energia [NIS09].



No entanto o poder de paragem radiativo tem um peso ligeiramente superior ao aqui demonstrado para outros elementos de número atómico elevado presentes na constituição da semente *Nucletron Microselectron* como o Iridio e o aço.

#### 1.3.6. *ALCANCE*

O alcance de um electrão é o caminho que ele percorre até entrar em repouso. A partir do poder de paragem é possível calcular o alcance do electrão, que é dado pela seguinte expressão:

$$R(T) = \int_0^T - \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (1.26)$$

Onde T é a energia cinética do electrão. As unidades do alcance são em  $g.cm^{-2}$  e aplica-se tão como o poder de paragem a materiais constituídos por composições atómicas similares [Tur07].

### 1.4. *GRANDEZAS DOSIMÉTRICAS FUNDAMENTAIS*

Até esta parte o capítulo tem-se dedicado a descrever o tipo de interacções que ocorrem entre os fótons e os electrões com a matéria. A partir de agora dedicar-se-á à descrição das grandezas dosimétricas fundamentais.

As grandezas dosimétricas têm como objectivo descrever de uma forma rigorosa a quantidade de energia que um determinado feixe de radiação deposita num meio material [Tur07].

É fundamental perceber que a energia é depositada num meio em duas fases. A primeira está relacionada com a transferência de energia dos fótons para os electrões atómicos, provocando a sua ionização/excitação. A segunda parte diz respeito à perda de energia desses mesmos electrões por meio de múltiplas interacções que originam outras excitações e ionizações.

A fluência de partículas,  $\Phi$ , é dada pelo quociente  $dN$  por  $da$ , onde  $dN$  é o número de partículas incidentes numa esfera pequena de unidade diametral  $da$ .

$$\Phi = \frac{dN}{da} (m^{-2}) \quad (1.27)$$

A fluência é independente da direcção da distribuição das partículas que entram na esfera.

A fluência de energia,  $\Psi$ , é definida pelo quociente entre a energia radiante  $dR$  que penetra no volume  $dV$  por unidade de área diametral  $da$ :

$$\Psi = \frac{dR}{da} (Jm^{-2}) \quad (1.28)$$

#### 1.4.1. *KERMA*

A energia cinética libertada num material, *Kerma* (Kinetic Energy Released in Material), é uma grandeza não estocástica definida por:

$$K = \frac{d\varepsilon_{tr}}{dm} (\text{Gy}) \quad (1.29)$$

Em que  $\varepsilon_{tr}$  é dado pela seguinte expressão:

$$\varepsilon_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{nonr} + \Sigma Q \quad (1.30)$$

Em que  $(R_{in})_u$  é a energia radiante das partículas não carregadas que entram no volume V,  $(R_{out})_u^{nonr}$  é a energia radiante das partículas não carregadas que saem do volume V, excepto as partículas originadas por perdas radiativas e  $\Sigma Q$  o balanço das transformações de massa em energia (sinal positivo) e de energia em massa (sinal negativo) que ocorrem dentro do volume considerado.

Desta forma o *kerma* pode ser definido como o valor expectável de transferência de energia para partículas carregadas por unidade de massa num ponto de interesse, incluindo as perdas de energia radiativas, mas excluindo a energia passada de partículas carregadas para outras partículas carregadas.

Para feixes monoenergéticos de fótons o *kerma* num ponto P relaciona-se com a fluência de energia através do *coeficiente mássico de transferência de energia*,  $(\mu_{tr}/\rho)_{E,Z}$ , o qual é dependente da energia do fóton E, e do número atómico Z da matéria no ponto P.

$$K = \Psi \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \quad (1.31)$$

Se um espectro de fótons tiver uma fluência energética  $\Psi'(E)$  no ponto de interesse P (assumindo que a fluência energética é constante ao longo do tempo) o Kerma no ponto P é dado por:

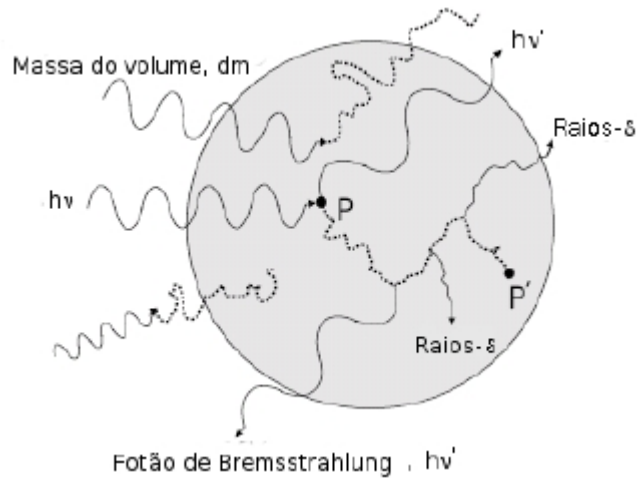
$$K = \int_{E=0}^{E_{max}} \Psi'(E) \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} dE \quad (1.32)$$

é de realçar que os valores de  $(\mu_{tr}/\rho)_{E,Z}$  se encontram tabelados para valores de energia convenientes e para uma selecção de materiais.

Como já foi referido, o *kerma* mede a transferência de energia para os electrões por unidade de massa do meio. Estes, por sua vez, dissipá-la-ão essencialmente devido a colisões com outros electrões do meio e a interacções radiativas. Pode-se então fazer uma decomposição da grandeza *kerma* em dois termos, estando eles relacionados com estes dois processos de perda de energia dos electrões que já foram indicados anteriormente neste trabalho:

$$K = K_c + K_r \quad (1.33)$$

onde  $K_c$  é o *kerma* colisional e  $K_r$  o *kerma* radiativo.



**Figura 1.8** - Energia transferida por um fóton com energia  $h\nu$  para um meio de massa  $dm$ . O fóton interage no ponto P e transfere alguma da sua energia sob a forma de energia cinética para um electrão. Por sua vez, o electrão transfere a sua energia por meio de pequenas colisões entre o ponto P e P'. A energia transferida por unidade de massa em P é designada por *kerma*. Um dos raios-δ transporta energia para fora do volume de massa  $dm$ .

A taxa de *kerma* num ponto P e num tempo  $t$  é dada por:

$$K = \frac{dK}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{d\varepsilon_{tr}}{dm} \right) \quad (1.34)$$

#### 1.4.2. DOSE ABSORVIDA

A dose absorvida é uma grandeza não estocástica aplicada à radiação ionizante directa e indirecta. Para a radiação ionizante indirecta a energia é absorvida pela matéria através de um processo dividido em duas partes. Na primeira parte a energia é transferida para as partículas carregadas sob a forma de energia cinética, e no passo seguinte estas partículas carregadas transferem alguma da sua energia cinética para o meio e perdem também alguma da sua energia sob a forma de perdas radiativas.

A dose está relacionada com a grandeza estocástica  $\varepsilon$ , energia depositada, que é dada pela seguinte expressão:

$$\varepsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + (R_{in})_c - (R_{out})_c + \Sigma Q \quad (1.35)$$

em que  $(R_{in})_u$  e  $(R_{out})_u$  são, respectivamente, a energia radiante das partículas não carregadas que entram e que saem do volume  $V$ ,  $(R_{in})_c$  e  $(R_{out})_c$  dizem respeito à energia radiante de partículas carregadas que entram e saem do volume  $V$  e  $\Sigma Q$  o balanço das transformações de massa em energia (sinal positivo) e de energia em massa (sinal negativo) que ocorrem dentro do volume considerado. A dose absorvida  $D$  no ponto P é então definida por:

$$D = \frac{d\varepsilon}{dt} \text{ (Gy)} \quad (1.36)$$

A dose absorvida é então o valor expectável do valor de energia depositado por unidade de massa num ponto.

A taxa de dose absorvida num ponto P e no tempo  $t$  é dada por:

### 1.4.3. EQUILÍBRIO DE PARTÍCULAS CARREGADAS

O conceito de *Charged Particle Equilibrium* – equilíbrio de partículas carregadas (CPE) é bastante importante em dosimetria de radiação. Recorrendo à analogia da figura 1.9, para que ocorra equilíbrio electrónico, o número de electrões secundários a penetrarem no volume de massa  $dm$  tem de ser igual ao número de electrões secundários criados que saiam do mesmo volume. Em condições de CPE, a dose e o *kerma* relacionam-se através da seguinte expressão:

Em que  $g$  está relacionada com as perdas de energia com processos radiativos e  $K_{col}$  é o *kerma* de colisão.

Em termos práticos, o equilíbrio de partículas carregadas é virtualmente impossível de atingir. Nos feixes de fótons a atenuação do meio onde os fótons fluem não permanece constante e assim o número de electrões que são produzidos a diferentes profundidades também não é constante. No entanto mesmo que não exista um verdadeiro CPE, em determinadas condições tem-se:

Em situações particulares há o *Transient Charged Particle Equilibrium* – equilíbrio transiente de partículas carregadas (TCPE) [Att86].

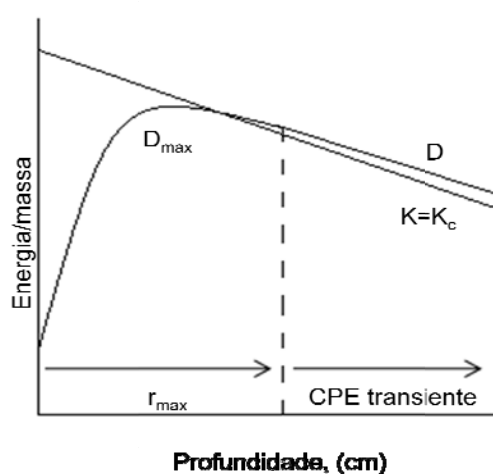


Figura 1.9 - Condição para o equilíbrio de partículas carregadas.

Nas condições TCPE, as curvas representam  $K$ ,  $D$  e  $K_{col}$  são paralelas (figura 1.9) e, se as interações para processos radiativos e os fótons dispersos forem ignorados, a uma profundidade  $d$  temos a seguinte relação:

### 2. BRAQUITERAPIA

Este capítulo aborda de uma forma aprofundada a técnica de braquiterapia desde os seus primórdios: os princípios básicos do seu funcionamento, os diferentes tipos de braquiterapia existentes, os radionuclídeos utilizados, o formalismo de dose seguido neste trabalho e algumas informações acerca do projecto Projecto T2.J06 “increasing cancer treatment efficacy using 3D brachytherapy”.

#### 2.1. HISTÓRIA

A descoberta dos raios-X por Röntgen em 1895 marcou o início de um novo ramo da física: a física médica. Desde cedo os investigadores perceberam o interesse de utilizar a radiação para fins diagnósticos e terapêuticos, e em 1901, Pierre Curie, apenas 5 anos após a descoberta da radiação natural por Henri Becquerel, sugeriu que um pequeno tubo de rádio fosse inserido num tumor: nasceu assim a braquiterapia.

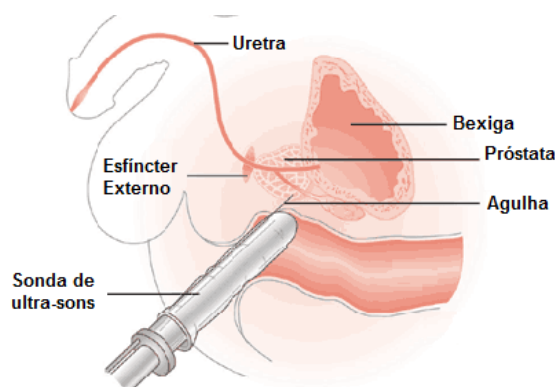
Em 1903 Graham Bell sugeriu de forma independente que fossem aplicados tubos de vidro com rádio no seu interior para tratamento de tumores directamente sobre a lesão.

Até 1920 a maior parte dos tratamentos de braquiterapia foram feitos no instituto Curie em Paris e no Memorial Hospital em Nova Iorque. Foram desenvolvidos novos radioisótopos incluindo o Ouro-198, Cobalto-60, Iodo-125 e fósforo-32 pelo Dr. William Myers da Universidade de Ohio [Amb09].

Em 1950 a técnica de braquiterapia já estava bem estabelecida, os radioisótopos mais utilizados eram tubos com Rádio-226 e com um filtro de platina. Apesar de todos os avanços, a braquiterapia desses tempos não era segura para os técnicos e já nessa altura haviam relatos da necessidade de extrema perícia para efectuar os implantes o mais rapidamente possível para evitar doses excessivas de radiação [Fle53].

Uma grande inovação que surgiu na década de 60 foi a tecnologia de inserção remota de sementes (*afterloading*) a qual permite aos técnicos inserirem o material radioactivo no paciente e minimizar o tempo de exposição à radiação por parte dos operadores. Essa técnica foi introduzida pela primeira vez por Walstam em 1962 [Wal62].

Outra inovação importante na aplicação de sementes de braquiterapia permanentes foi a técnica de TRUS (*transrectal ultrasound*) [Hol83] que eliminou a necessidade de procedimentos cirúrgicos extremamente invasivos e aumentou o rigor na aplicação de sementes permanentes. O TRUS consiste na aplicação de uma sonda ultra-sons através do recto que permite obter imagens da próstata e fazer medições do seu tamanho ou captar eventuais áreas anormais e localizar as próprias sementes. É possível acoplar um sistema com uma agulha o que permite obter biopsias.



**Figura 2.1** - Aplicação do TRUS [Phi09].

Esta técnica ainda hoje é amplamente utilizada sendo que a semente EchoSeed 6733 estudada neste trabalho possui uma geometria especialmente concebida para otimização da reflexão os ultra-sons e obter melhor sinal e consequentemente melhor localização da semente.

Actualmente a versatilidade da técnica de braquiterapia é imensa sendo aplicada sob a forma de sementes radioactivas com dimensões diminutas e com marcadores radiopacos ou sob a forma de fios flexíveis e as suas aplicações que vão desde o cancro na próstata, colo do útero, mama, brônquios, pele, olhos, esófago entre outros.

Na tabela 2.1 encontra-se uma lista das fontes mais utilizadas em braquiterapia:

Radionuclidos	Energia dos fotões (MeV)		Tempo de meia-vida	Atenuação no chumbo (mm)		Constantes de taxa de kerma em ar ( $\mu\text{Gy.m}^2.\text{GBq}^{-1}\text{h}^{-1}$ )
	Média	Máxima		Camada semi-redutora	Camada deci-redutora	
<b>Co-60</b>	1.25	1.33	5.27 anos	12	4.5	309
<b>Pd-103</b>	0.021	0.023	17.0 dias	0.03	0.1	35
<b>I-125</b>	0.028	0.035	60 dias	0.03	0.1	33
<b>Cs-137</b>	0.662	0.662	30.0 anos	6.5	22	78
<b>Ir-192</b>	0.37	0.61	74 dias	4.5	15	113
<b>Au-198</b>	0.42	0.68	2.7 dias	16	45	195
<b>Ra-226</b>	~1	2.4	1600 anos	16	45	195

**Tabela 2.1** – Radionuclidos mais utilizados em braquiterapia.[Wil00]

## 2.2. PRINCÍPIOS BÁSICOS

A braquiterapia é um tipo de radioterapia interna em que pequenas fontes radioactivas são encapsuladas (por exemplo Pd-103, I-125, Cs-137, Ir-192, etc.) perto do volume ou tumor a ser tratado, enquanto que na radioterapia externa paciente é irradiado com feixes externos de fotões, electrões e outras partículas provenientes de um acelerador.

A grande vantagem da braquiterapia relativamente à radioterapia externa provém do facto de se conseguir depositar uma elevada dose na região do tumor, e devido aos elevados gradientes de dose há um elevado decréscimo de dose em regiões ligeiramente afastadas do tumor. No entanto este benefício levanta problemas de natureza técnica e dificuldades na especificação da dose, uma vez que uma diferença de alguns milímetros na posição prescrita pode dar origem a uma grande diferença relativamente à dose calculada devido aos elevados gradientes de dose na vizinhança imediata às fontes. Esta situação é particularmente relevante se houverem órgãos críticos na vizinha da fonte [And95].

A braquiterapia pode ser classificada de acordo com vários aspectos:

- Taxa de dose – fontes de Cs-137 ou I-125 com uma taxa de dose inferior a  $2\text{Gyh}^{-1}$  são consideradas LDR (*low dose rate*), enquanto fontes de Ir-192 com uma taxa de dose superior a  $12\text{Gyh}^{-1}$  são considerados por HDR (*high dose rate*);
- Tempo de implante que pode ser de alguns minutos ou horas para tratamentos HDR e de alguns dias (permanente) para tratamentos de LDR.
- Método de posicionamento físico das fontes radioactivas (intersticial, intraluminal, intracavitário e superficial);

Em braquiterapia intersticial as sementes são implantadas em tecidos (cabeça, pescoço, mama, próstata) utilizando cateteres ou agulhas. Em braquiterapia intraluminal as fontes são colocadas no lúmen dos órgãos (esófago, brônquios). Para o caso da braquiterapia superficial as fontes são apoiadas em moldes que são aplicados ao longo do tumor como é o caso do cancro da pele e em braquiterapia intracavitária as fontes são inseridas em cavidades naturais do corpo (vagina e fossas nasais).

#### 2.2.1. FORMALISMO DO CÁLCULO DE DOSE EM BRAQUITERAPIA

Desde os primórdios da braquiterapia destacam-se três acontecimentos que ocorreram nos últimos anos que forneceram ferramentas para melhorar drasticamente a sua prática clínica: o cálculo de isodose com computadores, a imagiologia tridimensional para a definição de volumes alvo e para guiar a inserção de aplicadores e a optimização de dimensões e tempos de permanência dos implantes de *afterloading*.

O desenvolvimento das abordagens quantitativas modernas de dosimetria para braquiterapia está intimamente ligado com a utilização clínica de sementes de baixa energia de I-125 e de Pd-103. A implementação em 1999 de padrões primários de intensidade de *kerma* no ar pelo NIST constituiu um enorme avanço para as sementes de braquiterapia de baixas energias.

Este padrão utiliza uma câmara livre no ar (WAFAC) com grande abertura angular desenhada para filtrar contaminações de raios-X de baixas energias e com um volume sensível grande o suficiente para poder medir a intensidade de *kerma* no ar de sementes individuais com precisão. Este método de calibração permite que novas sementes de braquiterapia sejam medidas pelo mesmo sistema de padrões à medida que sejam introduzidas no mercado e permite aos fabricantes compararem periodicamente os seus processos de calibração com o NIST.

O formalismo 2D de dose utilizado actualmente de um modo universal é o resultado de um esforço desenvolvido pela AAPM (American Association of Physicists in Medicine) [AAP95][AAP04].

O formalismo para o cálculo de dose de sementes de braquiterapia para fontes de baixa energia (<50 keV) foi proposto pelo primeiro *TG-43 Report*, publicado em 1995 foi derivado das recomendações do ICWG e utilizou distribuições de dose com cálculos de Monte Carlo por oposição a modelos semi-empíricos. Para cada uma das sementes estudadas foram calculadas as constantes de taxa de dose, factores geométricos, funções de dose radial e de anisotropia e foi criado um conjunto de dados consensual.

Dada a rápida evolução e ao crescente número de sementes actualmente disponíveis no mercado, em 2004 surgiu uma revisão do *TG-43 Report*, com mudanças no formalismo inicial, onde se inclui uma revisão à definição de intensidade de *kerma* no ar, uma clarificação das funções geométricas, eliminação da actividade aparente, eliminação da constante de anisotropia e recomendações para a obtenção de valores consensuais de dosimetria em braquiterapia [Riv06]. Uma das recomendações que é que para cada semente de braquiterapia que seja colocada no mercado, seja efectuado pelo menos um estudo baseado em métodos de Monte Carlo.

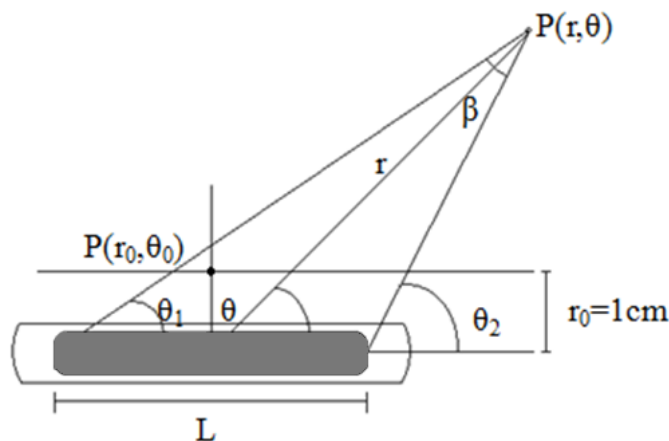
Em 2007 foi lançada uma actualização do TG-43 [AAP07] que inclui os dados consensuais para 8 novas sementes, entre as quais a EchoSeed™ 6733, a qual vai ser alvo de estudo neste trabalho

O formalismo introduzido no *TG-43 Report* utilizado neste trabalho é o seguinte:

$$\dot{D}(r, \theta) = S_K \cdot \Lambda \cdot \frac{G_L(r, \theta_0)}{G_L(r, \theta)} \cdot g_L(r) \cdot F(r, \theta) \quad (2.1)$$

onde  $\dot{D}(r, \theta)$  é a taxa de dose num ponto a uma distância  $r$  do centro da fonte e a um ângulo polar  $\theta$ ,  $S_K$  a intensidade de *kerma* no ar,  $\Lambda$  a constante de taxa de dose,  $G_L(r, \theta_0)/G_L(r, \theta)$  são factores geométricos,  $g_L(r)$  a função de dose radial e  $F(r, \theta)$  função de anisotropia.

O sistema de coordenadas utilizado neste formalismo é apresentado na figura seguinte:



**Figura 2.2** - Sistema de coordenadas utilizado no TG-43.

Onde  $r$  diz respeito à distância (em centímetros) do centro da parte activa da fonte até ao ponto de interesse, e  $r_0$  é o ponto de referência o qual, neste protocolo se encontra a 1cm da fonte. O ângulo  $\theta$



denota o ângulo polar entre o ponto de interesse relativamente ao eixo longitudinal da fonte, enquanto  $\theta_0$  constitui o ângulo de referência de  $\pi/2$  radianos ou 90 graus.  $P(r_0, \theta_0)$  é o ponto de referência a respectivamente 1cm e 90° e  $P(r, \theta)$  é o ponto de interesse.

### 2.2.2. INTENSIDADE DE KERMA NO AR

A intensidade de *kerma* no ar,  $S_K$ , é dada pela taxa de *kerma* no ar,  $\dot{K}_\delta(d)$  multiplicada pelo quadrado da distância:

$$S_K = \dot{K}_\delta(d) \times d^2 \quad (2.2)$$

Com unidades de  $1 \text{ cGycm}^2\text{h}^{-1}$  ou simplesmente U. A taxa de *kerma* no ar medida é em vácuo e só são contabilizados fotões com energias maiores que  $\delta$ , que para fontes de braquiterapia LDR é de tipicamente 5keV, sendo que este intervalo de energia pretende excluir raios-X característicos de baixas energias provenientes de camadas de aço ou de titânio que aumentam o valor de  $\dot{K}_\delta(d)$  sem contribuir efectivamente com dose a uma distância superior a 1mm em água ou tecido.

A distancia  $d$  deve ser maior do que a dimensão linear da fonte para que  $S_K$  seja independente de  $d$ , sendo que tipicamente o  $\dot{K}_\delta(d)$  é calculado a 1 metro de distância da fonte.

Como o  $S_K$  se trata de uma medida em vácuo, quando é feito em meio experimental tem que ser corrigido quanto a atenuação e a fotões dispersos no ar ou por qualquer elemento dispersor próximo.

### 2.2.3. CONSTANTE DE TAXA DE DOSE

A constante de taxa de dose,  $\Lambda$ , é definida como o quociente da taxa de dose na água no ponto de referência pela intensidade de *kerma* no ar.

$$\Lambda = \frac{\dot{D}(r_0, \theta_0)}{S_K} \quad (2.3)$$

A exactidão com que esta constante é calculada é de uma importância elevada na medida em que é este o termo que converte a distribuição de dose numa taxa de dose absoluta depositada no paciente. Através dos códigos de Monte Carlo é possível calcular o  $S_K$  no entanto a incerteza do valor obtido depende da descrição da estrutura interna da fonte e uma vez que muitas vezes são utilizadas aproximações para a geometria da semente não é recomendável a utilização dos valores obtidos por meio de Monte Carlo sem a sua validação experimental.

Para as medições experimentais torna-se necessário tentar evitar os artefactos e incertezas. As múltiplas sementes de braquiterapia presentes no mercado são de difícil calibração experimental. Isto deve-se aos elevados gradientes de dose, à baixa energia dos fotões e à dificuldade de posicionamento com a devida precisão do sistema fonte/detector.

Independentemente da forma de medição, uma rigorosa avaliação das incertezas das medidas é necessária. O LIBD (Low-energy Interstitial Brachytherapy Dosimetry Subcommittee of AAPM Radiation Therapy Committe) aconselha utilizar uma média entre os valores obtidos com as

duas técnicas (Monte Carlo e experimental) para a determinação da constante de taxa de dose, pois cada uma delas tem as suas limitações e se complementam.

#### 2.2.4. FUNÇÃO GEOMÉTRICA

O objectivo da função geométrica consiste em melhorar a precisão com que as taxa dose podem ser estimadas por interpolação a partir de dados tabulados em pontos discretos.

Fisicamente, a função de geometria negligência o espalhamento e atenuação dos fótons, e proporciona uma correcção eficaz da lei do inverso do quadrado baseada num modelo aproximado da distribuição espacial de radioactividade dentro da fonte.

A AAPM recomenda a utilização de dois tipos de modelos distintos a adoptar como função geométrica, uma para uma aproximação à fonte pontual e outro para a fonte linear:

$G_p(r, \theta) = r^{-2}$  (2.4) , Aproximação a fonte pontual

$$G_L(r, \theta) = \begin{cases} \frac{\beta}{Lr \sin \theta}, & \text{se } \theta \neq 0^\circ \\ \frac{1}{r^2 - (L/2)^2}, & \text{se } \theta = 0^\circ \end{cases} \quad (2.4) \text{ Aproximação a fonte linear}$$

O valor de  $\beta$  para a aproximação a fonte linear é dado pelo seguinte conjunto de expressões:

$$\beta = \begin{cases} \tan^{-1} \left( \frac{Lr \sin \theta}{r^2 - L^2/4} \right) & , r > L/2 \\ \tan^{-1} \left( \frac{Lr \sin \theta}{r^2 - L^2/4} \right) + \pi & , r < L/2 \\ \frac{\pi}{2} & , r = L/2 \end{cases} \quad (2.5)$$

Onde  $\beta$  é o ângulo feito entre o ponto de interesse onde se pretende calcular a dose  $P(r, \theta)$  e as extremidades da fonte,  $L$  é o comprimento eficaz da fonte,  $r$  a distância radial e  $\theta$  ângulo polar entre o ponto de interesse relativamente ao eixo longitudinal da fonte.

Embora este tipo de funções seja o mais comum, existem funções geométricas mais complexas que são utilizadas especialmente para extrapolar valores de  $g(r)$  e  $f(r, \theta)$  para distâncias radiais mais curtas.

#### 2.2.5. FUNÇÃO DE DOSE RADIAL

A função de dose radial,  $g_x(r)$  é definida como a dose depositada ao longo do eixo bissector transversal e é devida à dispersão e atenuação de fótons no meio. A função descreve uma quantidade adimensional e está normalizada à unidade para  $r=r_0$ .

A função de dose radial,  $g_x(r)$  pode ser definida para a aproximação a uma fonte pontual  $g_p(r)$  ou para a aproximação a uma fonte linear, no entanto, no âmbito deste trabalho fez-se o estudo apenas para a aproximação a fonte linear, que é dada pela expressão geral:

$$g_L(r) = \frac{\dot{D}(r, \theta_0)}{\dot{D}(r_0, \theta_0)} \frac{G_L(r_0, \theta_0)}{G_L(r, \theta_0)} \quad (2.6)$$

Em que a função geométrica  $G_L(r_0, \theta_0)/G_L(r, \theta_0)$  anula a dependência de  $r^2$  de  $\dot{D}(r, \theta_0)/\dot{D}(r_0, \theta_0)$ .

Da equação geral pode-se deduzir a seguinte expressão:

$$g_L(r) = \frac{\dot{D}(r, \theta_0)}{\dot{D}(r_0, \theta_0)} r \frac{\tan^{-1}(L/2)}{\tan^{-1}(L/2r)} \quad (2.7)$$

Embora estejam descritas outras formas de interpolação desta função muitos sistemas de planeamento de tratamento de braquiterapia incluem no seu funcionamento uma função polinomial de grau 5 que se ajusta aos valores de  $g_L(r)$  medidos, pelo que neste trabalho também se vai utilizar esse tipo de ajuste:

$$g_L(r) = a_0 + a_1 r + a_2 r^2 + a_3 r^3 + a_4 r^4 + a_5 r^5 \quad (2.8)$$

#### 2.2.6. FUNÇÃO DE ANISOTROPIA 2D

A função de anisotropia 2D descreve a variação de dose em função do ângulo polar relativamente ao plano transversal. É uma quantidade adimensional e está normalizada à unidade ao longo do eixo bissector transversal ( $\theta = \theta_0$ ) e para todos os valores de  $r$ . A sua função geral é dada por:

$$F(r, \theta) = \frac{\dot{D}(r, \theta)}{\dot{D}(r, \theta_0)} \frac{G_L(r, \theta_0)}{G_L(r, \theta)} \quad (2.9)$$

Donde se pode deduzir a seguinte expressão:

$$F(r, \theta) = \frac{\dot{D}(r, \theta)}{\dot{D}(r, \theta_0)} \frac{2 \tan^{-1}(L/2r) \sin \theta}{\beta} \quad (2.10)$$

O comportamento desta função é influenciado por vários factores, e normalmente assume valores mais baixos quando:

1. O valor da distância radial diminui;
2. Para valores de  $\theta$  próximos de  $0^\circ$  ou  $180^\circ$ , visto que são ângulos na zona dos topos da fonte, que tipicamente têm um encapsulamento mais espesso;
3. Com o aumento da espessura de encapsulamento;
4. Com a diminuição da energia dos fotões.

### 2.3. PROJECTO T2.J06 "INCREASING CANCER TREATMENT EFFICACY USING 3D BRACHYTHERAPY"

Nos tratamentos de braquiterapia actuais os procedimentos para o cálculo de dose no paciente são afectados por uma incerteza que pode reduzir o sucesso do tratamento. A maior parte desta incerteza deve-se a limitações na metrologia.

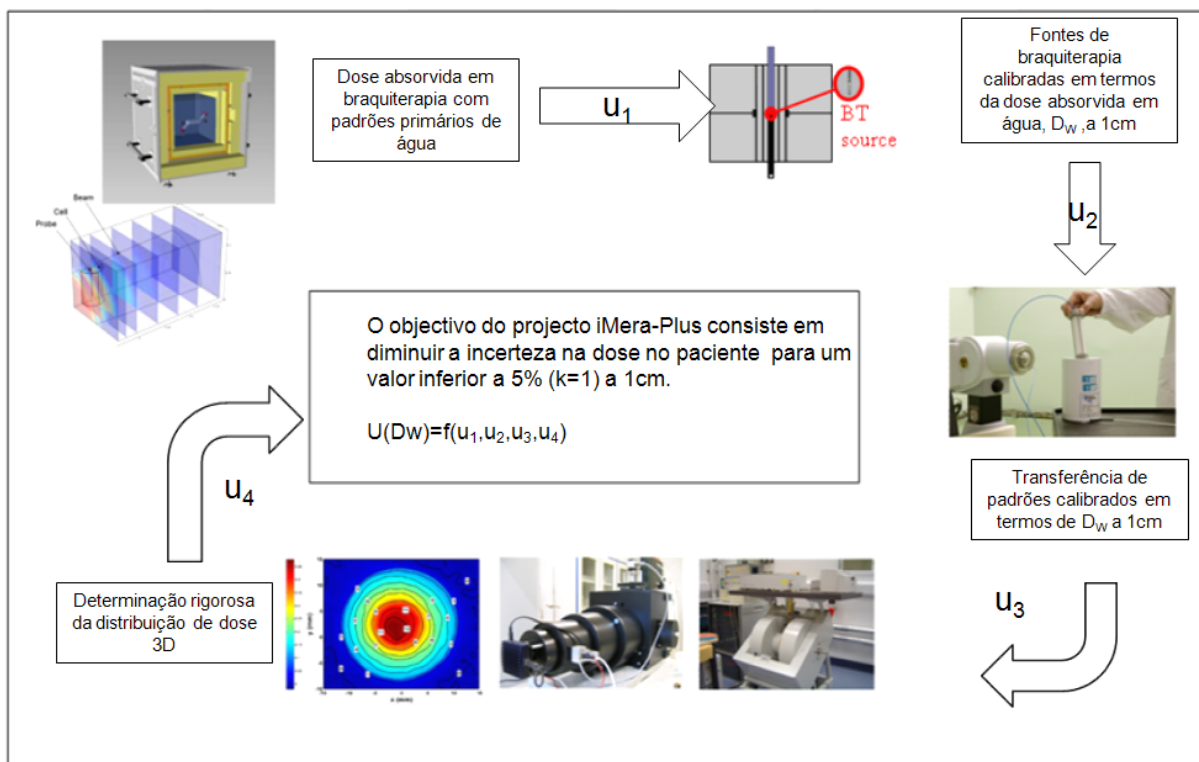
O objectivo deste projecto consiste em desenvolver métodos para a medição directa de dose em água e difundir o seu uso para se tornar uma quantidade de referência em dosimetria de

braquiterapia com uma incerteza na dose depositada no volume alvo inferior a 5% ( $k=1$ ) ao nível clínico.

Para atingir estes objectivos, está em curso uma união de 10 laboratórios europeus, entre os quais o ITN/LMRI liderados pelo ENEA-INMRI ( Instituto Nazionale di Metrologia delle Radiazioni Ionizzanti ) de Itália.

O primeiro objectivo do projecto consiste em construir padrões primários para medir a dose em água,  $D_w$  de fontes radioactivas utilizadas em braquiterapia. Uma vez que esses padrões estejam desenvolvidos o pretende-se implementar um formalismo baseado em  $D_w$ .

Finalmente, o projecto pretende produzir e otimizar métodos que permitam uma determinação rigorosa de distribuições de dose 3D em torno de sementes de braquiterapia (figura 2.3).



**Figura 2.3 - Projecto T2.J06**

### 3. TÉCNICAS DE MONTE CARLO

As técnicas de Monte Carlo, em particular o programa MCNPX constituem a principal ferramenta de trabalho desta tese. As simulações efectuadas neste trabalho foram feitas num computador modelo *Dell Precision T5400*, *Intel Xeon CPU E5405 (4x2GHz, 2x6MB L2, 1333 MHz FSB)* *Memória (RAM): 2GB (DDR2, quad channel)*.

Este capítulo visa introduzir alguns aspectos gerais sobre as técnicas de Monte Carlo para depois incidir em aspectos mais específicos do MCNPX como escolhas feitas ao nível do transporte de radiação e *tallies* utilizados (algoritmos utilizados para o cálculo computacional de grandezas dosimétricas).

#### 3.1. INTRODUÇÃO

As técnicas de cálculo numérico e simulação de Monte Carlo podem ser descritas como métodos estatísticos que usam números aleatórios (ou pseudo-aleatórios) como base para efectuar simulações do comportamento de sistemas físicos.

O objectivo principal destes métodos é reproduzir o comportamento dos sistemas reais de uma forma o mais rigorosa possível, usando distribuições de probabilidade conhecidas.

Nas últimas décadas (devido à evolução ao nível da electrónica) surgiram computadores com uma capacidade de processamento cada vez mais elevada o que fez com que as Técnicas de Monte Carlo se tornassem uma ferramenta cada vez mais importante e eficaz em física de radiações.

Cada mecanismo de interacção é caracterizado por uma secção eficaz diferencial (DCS) a qual determina a distribuição de probabilidade de várias grandezas relevantes para essa interacção (transferência de energia, deflexão angular, geração de partículas secundárias, etc.).

Uma vez que as DCS's das várias interacções sejam especificadas, os programas de Monte Carlo executam uma rotina de números aleatórios para efectuar o percurso da partícula no meio. No entanto mesmo as DCS's mais recentes são aproximações teóricas ou são obtidas experimentalmente, pelo que são afectadas por incertezas intrínsecas.

Actualmente existem uma série de códigos gerais de Monte Carlo com transporte acoplado de fótons e electrões como o ETRAN [Ber88], ITS3 [Hal92], EGS4 [Nel85], PENELOPE [Bar95], EGSnrc [Kaw01], EGS5 [Hir06] que simulam somente fótons, electrões e positrões.

Distinguem-se ainda outros códigos como o GEANT [Ago03] e o FLUKA [Fer05] que também simulam neutrões e partículas carregadas.

O MCNPX (Monte Carlo N-Particle eXtended) [Bri93] [Bri08] foi o programa escolhido para este estudo, é um dos métodos de Monte Carlo mais utilizados para a simulação do transporte de partículas. Foi desenvolvido pelo Laboratório Nacional de Los Alamos (LANL) e foi programada em Fortran 90 e C. Simula fótons num intervalo de energia de 1 keV a 1 GeV, electrões de 1 keV a 100 GeV e muitas outras partículas como neutrões, prótons etc.

A física subjacente ao transporte de partículas como fótons electrões e outras partículas constituem a essência do programa MCNPX. Para que o tempo de simulação seja suportável, os resultados obtenham uma boa estatística e simultaneamente sejam fiáveis existem uma série de modelos e aproximações que o programa executa procurando não negligenciar a física do problema. Enquanto que algumas aproximações são fundamentais para que o programa seja viável, há outras que são do discernimento do utilizador, que deverá analisar cada caso tendo por base critérios físicos e o que pretende obter para cada problema.

Neste capítulo vai-se explicitar o funcionamento do MCNPX no que diz respeito ao transporte de fótons e electrões aprofundar alguns aspectos que se devem conhecer quando se simula um modelo físico.

### *3.2. PESO DE PARTÍCULAS*

Se os programas de Monte Carlo efectuassem o transporte de partículas exactamente como ele ocorre na realidade, todas as partículas teriam peso 1, e após uma interacção (digamos, por exemplo, o efeito fotoeléctrico) o seu peso poderia passar a 0 e a partícula morria, isto é, deixava de ser transportada.

Do ponto de vista da eficiência do programa existem alternativas relativas a esse processo nas quais se incluem associar um peso,  $p$ , a uma determinada partícula. Assim pode ser emitida pela fonte uma única partícula que representa um grupo mais amplo de  $p$  partículas com apenas um caminho aleatório por oposição a  $p$  caminhos aleatórios. Para esse caso quando ocorresse uma interacção ao invés da partícula morrer, diminuía o seu peso.

Obviamente isto não constitui uma simulação exacta, no entanto o número verdadeiro de partículas é preservado no MCNPX através de cálculos estatísticos: o que se pretende calcular em cada partícula (*tally*) será multiplicado pelo seu peso e todo o processo normalizado.

### *3.3. MODELO ANÁLOGO E NÃO ANÁLOGO*

Um modelo de transporte de partículas diz-se análogo quando as interacções das partículas transportadas ocorrem numa sucessão cronológica, de acordo com as probabilidades de ocorrência de cada interacção. Este tipo de modelo é aplicável a todos os tipos de radiação, no entanto é particularmente eficaz para quando o número de interacções por cada história é reduzido.

Este tipo de modelo é utilizado no transporte de fótons uma vez que tipicamente possuem um caminho livre médio elevado.

A simulação de partículas carregadas como electrões é bastante mais complicada do que o transporte de fótons. Isto deve-se essencialmente devido ao elevado número de interacções Coulombianas (da ordem de  $10^6$ ) que os electrões são alvo até serem desacelerados até à energia de corte.

Consequentemente o método análogo não é o mais adequado uma vez que iria ser necessário recorrer a muito tempo de simulação. Para o transporte de electrões de altas energias diferentes esquemas de transporte foram introduzidos com recurso a teorias de dispersão múltipla as

quais permitem a simulação do efeito global de uma série de eventos num segmento de um dado percurso. Estes diferentes esquemas para simulação “condensada” de Monte Carlo são descritos no trabalho de Berger [Ber63]

Distinguem-se dois tipos de classes no modelo da história condensada, a classe I e a classe II. O programa MCNPX utiliza um modelo do tipo classe I em que todas as interacções com electrões são agrupadas e são feitas uma serie de amostragens de caminhos médios ou perdas médias de fracções de energia e interacções que ocorrem ate ao próximo passo. No modelo de classe II as colisões com pequenas perdas de energia e pequenas deflexões são agrupadas e as colisões catastróficas que ocorrem ocasionalmente são tratadas em separado. Estes eventos catastróficos criam fotões de bremsstrahlung e raios  $\delta$  que por sua vez ao interagir com a matéria podem originar partículas secundárias.

Esta metodologia permite descrever o efeito conjunto de múltiplas interacções que ocorrem durante o transporte de um electrão. Assim, um elevado número de interacções coulombianas são descritas em variáveis (perda de energia, deflexão angular, etc.) úteis para descrever o transporte de uma partícula no interior de um material.

Segue-se uma breve descrição dos modelos de transporte de fotões e de electrões utilizados neste trabalho.

### 3.3.1. TRANSPORTE DE FOTÕES

O MCNPX possui dois modelos de interacção de fotões, o modelo simples e o modelo complexo. Todas as interacções possíveis dos fotões com a matéria para a gama de energias neste estudo estão descritas no capítulo 1. No modelo simples a dispersão coerente e os fotões de fluorescência do efeito fotoeléctrico são ignorados.

O modelo complexo é o modo utilizado neste estudo através do uso da instrução PHYS:P que é inserido no ficheiro de entrada, ou simplesmente activado por defeito.

De um modo geral o transporte de fotões é estruturado em 4 passos fundamentais desde a sua emissão da fonte até à sua morte:

1. Determinação do caminho percorrido por um fotão entre duas interacções sucessivas  $l(t)$ , que é dado pela equação:

$$l(t) = -\frac{1}{\mu(T)} \ln(\xi) = -\lambda \ln(\xi) = -\frac{A}{N_A \rho \sigma_{total}} \ln(\xi) \quad (3.1)$$

Onde A e  $\rho$  são, respectivamente a massa atómica e densidade do meio,  $N_A$  o número de Avogrado,  $\xi$  um número pseudo aleatório gerado pelo programa entre [0,1] e  $\lambda$  o livre percurso médio. Para um determinado meio homogéneo  $\mu(T)$  é dado pelo seguinte expressão:

$$\frac{\mu(T)}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sum_j \sigma_j(T) \quad (3.2)$$

Onde  $\sigma_j$  é a secção eficaz parcial de cada tipo de interacção j. Para um meio heterogéneo tem-se igualmente:

$$\frac{\mu(T)}{\rho} = \sum_i w_i \left[ \frac{\mu(T)}{\rho} \right]_i \quad (3.3)$$

Onde,  $w_i$  é a fracção de peso de cada constituinte atómico  $i$  do meio heterogéneo.

2. Transporte do fotão garantido tendo em conta as dimensões e limites de cada célula e materiais definidos pelo utilizador.
3. Selecção do tipo de interacção de acordo com a secção eficaz total  $\sigma_{total}$  que um fotão sofre depois de ter percorrido uma determinada distância.
4. Escolha aleatória do resultado da interacção, por amostragem da energia e ângulo de deflexão, de acordo com as respectivas secções eficazes diferenciais em energia e em ângulo.

Embora se trate de transporte fotões, como já foi discutido, como consequência das interacções dos fotões há geração de electrões secundários, que no programa pode ser feita através de 3 processos diferentes:

1. MODE P E: neste modo o transporte de electrões é incluído e todas as colisões dos fotões (excepto a dispersão de Rayleigh) podem originar electrões que são guardados na memória do programa para futuro transporte. É um processo computacionalmente dispendioso.
2. MODE P: todos os electrões secundários que são criados possuem a mesma direcção do fotão incidente e são imediatamente aniquilados, depositando a sua energia localmente. Este modo considera ainda a eventual formação de novos fotões por bremsstrahlung cujo transporte é feito posteriormente. Neste modo evita-se o transporte de electrões que é computacionalmente pesado e inflaciona bastante o tempo de simulação. As implicações da utilização deste modo serão discutidas posteriormente.
3. IDES=1: a colocação explícita deste comando na instrução PHYS:P inibe a produção de electrões, sendo que toda a sua energia é depositada localmente.

### 3.3.2. *TRANSPORTE DE ELECTRÕES – MODELO DA HISTÓRIA CONDENSADA*

Como já foi referido, o transporte de electrões requer uma maior complexidade de cálculo computacional devido ao elevado número de interacções de que um electrão provoca ao longo do seu percurso pela matéria. Foram desenvolvidas uma série de teorias que utilizam secções eficazes e a natureza estatística do transporte para prever distribuições de probabilidade de quantidades significativas tais como deposição de energia e deflexão angular. Estas teorias recorrem a uma série de aproximações que restringem as suas aplicações, em particular é assumido que a perda de energia é pequena quando comparada com a energia cinética do electrão.

Para que se possa seguir um electrão ao longo de um caminho considerável será então necessário dividir o seu caminho em vários passos. Estes passos são escolhidos de tal forma que são suficientemente longos para englobar um elevado número de colisões (para que as teorias de dispersão múltipla sejam válidas) mas diminutos o suficiente para que a perda de energia média seja pequena quando comparada com a energia cinética do electrão. A perda de energia e a deflexão angular do electrão durante cada passo podem ser amostradas através de distribuições de probabilidade de teorias de dispersão múltipla adequadas. Esta técnica de assumir os efeitos de várias colisões individuais num único passo constitui a “história condensada” nos métodos de Monte Carlo.



### 3.3.3. PASSOS E SUB-PASSOS DOS ELECTRÕES

O caminho aleatório condensado para os electrões pode ser considerado em termos de uma sequência de valores:

$$(0, E_0, t_0, u_0, r_0), (s_1, E_1, t_1, u_1, r_1), (s_2, E_2, t_2, u_2, r_2) \dots \quad (3.4)$$

onde  $s_n$ ,  $E_n$ ,  $t_n$ ,  $u_n$  e  $r_n$  são respectivamente o comprimento total percorrido, energia, tempo, direcção e posição do electrão no final dos  $n$  passos. A energia perdida média e o comprimento de cada passo estão relacionados pela seguinte expressão:

$$E_{n-1} - E_n = - \int_{s_{n-1}}^{s_n} \frac{dE}{ds} ds \quad (3.5)$$

onde  $-dE/ds$  é o poder de paragem total em unidades de energia por unidade de comprimento.

Os passos dos electrões com trajectórias iguais a  $s = s_n - s_{n-1}$  são denominados por passos de energia. O caminho aleatório dos electrões é estruturado em termos desses passos de energia. O MCNPX determina essa sequência de forma que:

$$\frac{E_n}{E_{n-1}} = k \quad (3.6)$$

onde  $k$  é uma constante, normalmente o valor utilizado é de  $k = 2^{-1/8}$ , o que resulta numa perda média de energia de 8,3%.

Para aumentar a precisão dos cálculos cada passo  $s$  é dividido em  $m$  sub-passos cada um com comprimento igual a  $s/m$ . Os valores de  $m$  foram determinados empiricamente e variam com o número atómico sendo de  $m=2$  para  $Z<6$  e  $m=15$  para  $z>91$ .

No entanto para zonas de interesse de dimensões diminutas é aconselhável que cada electrão faça pelo menos 10 sub-passos nesse volume pelo que o utilizador pode aumentar o valor de  $m$  (diminuindo o valor de cada sub-passo) utilizando o card ESTEP.

#### 3.3.3.1. CAMINHO ALEATÓRIO CONDENSADO

No início da fase do transporte envolvendo electrões, toda a informação relevante é pré-calculada ou retirada da base de dados do electrão e processada. Esta informação inclui o poder de paragem, alcance do electrão, os passos de energia, o comprimento dos sub-passos e as distribuições de deflexões angulares e produção de partículas secundárias.

No início de cada passo, a taxa de perda de energia de colisão é amostrada, será apenas uma média do poder de paragem de colisão. O número de sub-passos é pré-determinado através de fórmulas empíricas que constituem os valores automáticos ou por valores definidos pelo utilizador. Os  $m$  sub-passos são então efectuados, cada um com a taxa de perda de energia definida pelo passo maior, após serem efectuados os  $m$  sub-passos recomeça um novo passo com um novo valor de taxa de perda de energia amostrado.

A teoria de Goudsmit-Saunderson é utilizada no final de cada sub-passo para que seja amostrado um valor de deflexão angular de funções de probabilidade e a direcção do electrão mude.

Finalmente é amostrada a produção de partículas secundárias que incluem raios-X de fluorescência, electrões de colisões fortes e fotões de bremsstrahlung.

Este processo é repetido para cada sub-passo e passo até que o electrão atinja a energia de corte.

### 3.4. ESTRUTURA DO PROGRAMA MCNPX

No programa MCNPX a informação referente à geometria é dada por volumes “cells” e superfícies. As células obtêm-se por meio de intersecções e uniões de formas geométricas como cilindros, cones, esferas, hiperbolóides planos e outros. É ainda possível utilizar operadores de complementaridade e de repetição.

O ficheiro de input é constituído por 3 partes, na primeira incluem-se as células, na segunda a definição das superfícies e na terceira informação sobre os materiais o modo de transporte e a instrução SDEF que inclui informação sobre a fonte e por último os *tallies*.

#### 3.4.1. TALLIES

O *tally* é um conceito que surge em vários códigos de Monte Carlo, e em particular no MCNPX e é um estimador de um determinado tipo de grandeza útil para o problema em estudo. O tipo de grandezas estimadas pelos *tallies* inclui fluxos de partículas através de superfícies ou volumes, energia depositada ou dose absorvida num volume, sinais originados num detector, etc.

O código permite a utilização de diversos *tallies* que funcionam para alguns tipos de partículas a tabela seguinte contém alguns dos *tallies* utilizados neste trabalho.

Tally	Expressões	Unidades	Grandeza
F2:P / F2:E	$W/( \mu  \times A)$	Partícula/ cm <sup>2</sup>	Fluxo numa superfície
F4:P	$W \times T_l/V$	Partícula/ cm <sup>2</sup>	Fluxo numa célula
F6:P	$W \times T_l \times \sigma_T(E) \times H(E) \times \rho_a/m$	MeV/g/pa rtícula	Energia depositada ao longo de um percurso
*F8:P	$W_s$ é gravado em $E \times W/W_s$	MeV/partí cula	Energia depositada num detector

**Tabela 3.1** - Lista de tallies utilizados neste trabalho.

Onde é  $W$  o peso da partícula,  $|\mu|$  o valor absoluto do co-seno do ângulo entre a superfície normal e a trajectória da partícula,  $A$  é a área da superfície (cm<sup>2</sup>),  $T_l$  é o comprimento do trajecto,  $V$  o volume (cm<sup>3</sup>),  $\sigma_T(E)$  é a secção eficaz microscópica total (barns), o  $H(E)$  “número de aquecimento” em (MeV/colisão),  $\rho_a$  é a densidade atómica do meio (átomos/barn-cm)  $m$  a massa da célula,  $W_s$  o peso da partícula na fonte e  $E$  a energia da partícula (MeV).

As expressões representadas na tabela 3.1 correspondem aos algoritmos implementados por cada *tally* para estimar as grandezas que cada um representa. Na secção seguinte descreve-se em mais detalhe cada um dos *tallies* utilizados:

#### 3.4.1.1. TALLY F2

O tally F2 é um estimador da seguinte expressão:

$$F2 = \int_A \int_t \int_E \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dA}{A} \quad (3.7)$$

Onde  $\Phi(\vec{r}, E, t)$  é o fluxo, e os intervalos de integração de área tempo e energia são controlados respectivamente pela área da superfície onde o *tally* é aplicado.

A unidade do *tally* de fluxo é em partícula/cm<sup>2</sup>.

#### 3.4.1.2. TALLY F4

O tally F4 é um estimador da seguinte expressão:

$$F4 = \int_V \int_t \int_E \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} \quad (3.8)$$

Onde  $\Phi(\vec{r}, E, t)$  é o fluxo, e os intervalos de integração de área tempo e energia são controlados respectivamente pelo volume onde o *tally* é aplicado.

A unidade do *tally* de fluxo F4 é partícula/cm<sup>2</sup>.

#### 3.4.1.3. TALLY F6

O tally F6 descreve a deposição de energia ao longo de um percurso e é dado pela seguinte expressão:

$$F6 = \rho_a / \rho_g \int_V \int_t \int_E H(E) \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} \quad (3.9)$$

Onde  $\rho_a$  é a densidade atómica (átomos/barn-cm)  $\rho_g$  é a densidade (g/cm<sup>3</sup>) com H(E) definido da seguinte forma:

$$H(E) = \sigma_T(E) H_{\text{médio}}(E) \quad (3.10)$$

Em que  $H_{\text{médio}}(E)$  é dado por:

$$H_{\text{médio}}(E) = \sum_{i=1}^3 p_i(E) * (E - \bar{E}_{\text{saída}}) \quad (3.11)$$

$p_i(E)$  probabilidade da reacção i

i=1 Dispersão de Compton

i=2 Produção de pares ( $\bar{E}_{\text{saída}} = 1,02201 = 2m_0c^2$ )

i=3 Efeito fotoeléctrico

Em que toda a energia transferida para electrões é depositada localmente.

#### 3.4.1.4. TALLY \*F8

Trata-se de um *tally* cujo funcionamento é análogo ao de um detector físico. De um modo geral, a energia depositada na célula é dada pelo somatório das partículas com uma determinada

energia e peso,  $E_{in}.W$ , que entram na superfície da célula a subtrair pela energia  $E_{out}^*$  multiplicada pelo peso com que as partículas saem da célula. Determina-se assim a energia depositada na célula dividindo o valor obtido pelo peso das partículas da fonte.

### 3.4.2. ESTIMATIVA DE INCERTEZAS

Cada output de uma determinada simulação possui acoplado aos resultados de cada tally um valor de R como sendo o erro relativo estimado, definido por  $R = S_{\bar{x}}/\bar{x}$ , onde  $S_{\bar{x}}$  é o desvio padrão do valor médio  $\bar{x}$ . O valor médio dado pelo programa não é mais do que a média dos valores  $x_i$  obtidos para todas as histórias calculadas no problema,  $\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$  e a variância estimada do valor médio é dada por  $S_{\bar{x}}^2 = S^2/N$ .

Para um tally “bem comportado” quanto maior for o número de histórias menor será o erro relativo uma vez que R é proporcional a  $1/\sqrt{N}$  onde N é o número de histórias da simulação. É de realçar que a partir do valor R se pode retirar intervalos de confiança e ter uma ideia da precisão do cálculo de Monte Carlo, mas não se pode retirar informação acerca do resultado em relação ao valor físico uma vez que a geometria utilizada pode não representar exactamente o que se pretende simular, os modelos matemáticos escolhidos podem não ser os mais adequados e as próprias secções eficazes disponíveis no programa possuem incertezas intrínsecas. Os valores de incerteza estatística apresentados neste trabalho são para um intervalo de confiança  $k=1$ .

### 3.4.3. TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE VARIÂNCIA (VRT)

Em Monte Carlo valores de R inferiores a 0,05 são geralmente considerados com fidedignos, no entanto dependendo de aplicação para aplicação os resultados pretendidos podem necessitar de um rigor maior ou menor. A dificuldade na obtenção de valores de R reduzidos vai depender de simulação para simulação e podem surgir situações em que devido à morosidade da simulação se recorram a técnicas de redução de variância que permitem obter baixas incertezas estatísticas com tempos de simulação mais reduzidos.

Embora neste trabalho se tenha utilizado uma postura conservadora e não se terem utilizado VRT's estas são bastante importantes e dividem-se em 4 classes:

1. Métodos de Truncatura: são dos métodos mais simples e aceleram o cálculo truncando partes do espaço que não contribuem significativamente para a solução.
2. Métodos de controlo populacional: tratam-se de métodos que usam a roleta russa e divisão de partículas para controlar o número de amostras tiradas em varias regiões do espaço
3. Métodos de amostragem modificada: nestes métodos a amostragem estatística de um problema é alterada de forma a aumentar o número de *tallies* por partícula. Para qualquer evento é possível efectuar uma amostragem arbitrária em vez de uma probabilidade física desde que os pesos partículas sejam ajustados posteriormente.
4. Métodos parcialmente Determinísticos: são métodos mais complicados que contornam o processo de aleatoriedade recorrendo a técnicas de tipo determinístico como estimadores de próximos eventos ou controlando a sequência de números aleatórios.

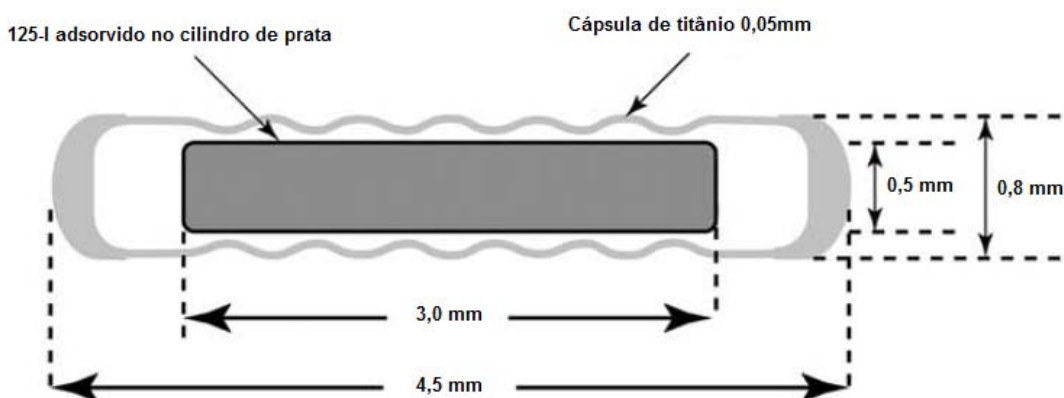
### 4. DOSIMETRIA DA SEMENTE ECHOSEED 6733

Este capítulo é dedicado ao estudo dosimétrico da semente EchoSeed 6733. O estudo vai ser apresentado em diferentes secções, sendo que na primeira secção é discutida a geometria e as diferentes aproximações geométricas feitas à semente, na segunda secção são comparados os parâmetros de entrada deste estudo com os de outros autores, depois são estudadas as grandezas dosimétricas função de dose radial, função de anisotropia 2D e constante de taxa de dose na 3ª, 4ª e 5ª secção, respectivamente, sendo que na 6ª secção os resultados obtidos neste estudo são comparados com dados experimentais e por último, na 7ª secção deste capítulo é estudado o efeito da tolerância de fabrico na incerteza da dose.

#### 4.1. GEOMETRIA

A semente EchoSeed 6733 representada na figura 4.1 consiste numa semente de Iodo-125 adsorvido num cilindro de prata e com um encapsulamento de titânio com ondulações que permite um aumento de sinal com ultra-sons.

A cápsula de titânio constitui um material biocompatível e bastante resistente à corrosão. A prata, devido ao seu elevado número atómico e densidade, constitui um marcador rádio-opaco. O I-125 constitui o material radioactivo da semente. As dimensões da semente são típicas para as sementes de baixa taxa de dose: forma aproximadamente cilíndrica com um comprimento de 4,5 mm e raio de 0,4 mm. O comprimento eficaz da semente (no qual se encontra depositado material radioactivo) é de 3 mm. A geometria da semente é optimizada para ser facilmente detectável em imagens obtidas com Raios-X (devido à prata) e em imagens obtidas por ultra-sons (devido à geometria do invólucro).



**Figura 4.1** - Semente EchoSeed 6733 e as suas respectivas dimensões [Geh06].

A semente a uma escala aproximadamente real tem estas dimensões: (—).

Actualmente existem 2 estudos publicados sobre esta semente utilizando dois códigos distintos de Monte Carlo. O primeiro [Sow02] com o código PTRAN que veio mais tarde a ser o

trabalho de referência no suplemento revisto do *Task Group n°43* da AAPM [Aap07]. O segundo trabalho efectuado [Tay08] foi com o código EGSnrc.

Ambos os autores modelaram o corpo semente com um conjunto de cilindros, e os seus topos com duas esferas de raios e centros distintos, tal como é apresentado na figura 4.2.



**Figura 4.2** - Geometria utilizada para modelar a semente EchoSeed 6733 em [Sow02] e [Tay08].

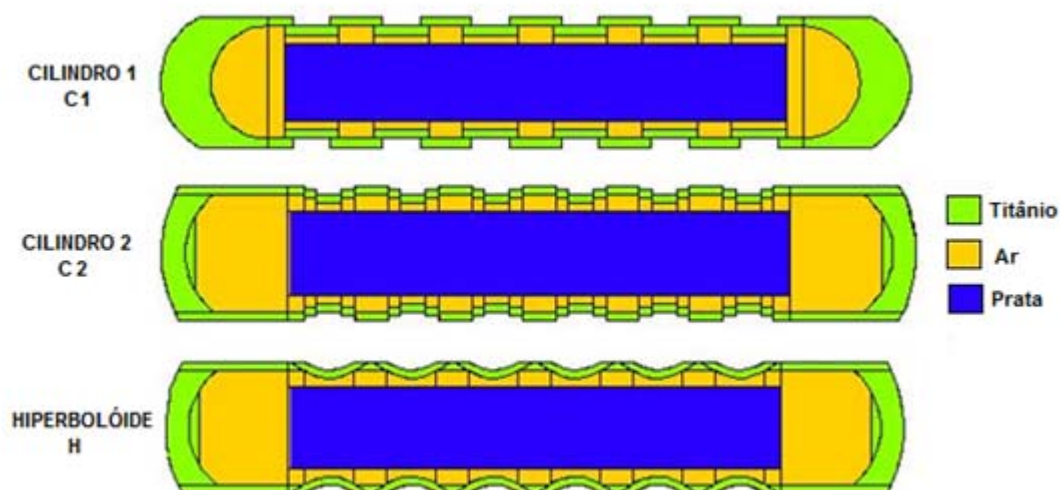
Como se pode verificar comparando a geometria introduzida no código pelos dois autores consiste numa aproximação à geometria real indicada pelo fornecedor, especialmente ao nível da cápsula de titânio em que a sua superfície ondulatória é substituída por um conjunto de 13 cilindros com dois raios distintos que alternam entre si. Os topos foram modelados com duas esferas de centros e raios distintos e todas as outras dimensões foram respeitadas.

Nesse sentido desenvolveram-se 3 geometrias distintas. A primeira, denominada por cilindro 1 (C1) que é baseada na geometria da figura 4.2. A segunda geometria, denominada por cilindro 2 (C2) é constituída ao nível do invólucro de titânio por um conjunto de cilindros mais complexo que pretende representar melhor as ondulações da semente, substituindo a sequência de 2 cilindros por uma sequência de 3 cilindros com raios e largura distintos. Ao nível dos topos a semente também foi melhorada, utilizando duas esferas e um plano para se aproximar melhor ao modelo do fabricante. A terceira geometria denominada por hiperbolóide (H) manteve a mesma configuração ao nível dos topos da geometria cilindro 2, no entanto representou-se o invólucro de titânio com uma série de hiperbolóides que constitui a melhor aproximação à geometria real da semente.

A comparação dos resultados das 3 geometrias distintas vai permitir estudar em que medida é que os 3 invólucros de titânio vão influenciar a função de dose radial e a intensidade de *kerma* no ar. Por outro lado a configuração ao nível dos topos espera-se que influencie a função de anisotropia 2D, especialmente ao nível dos ângulos mais reduzidos.

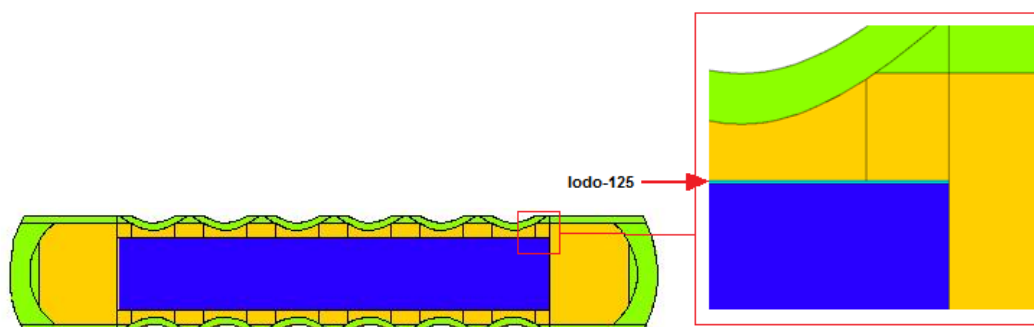
Uma vez que se trata de um problema recorrente, isto é, a utilização de códigos de Monte Carlo para simular sementes de braquiterapia é recomendável que se utilizem todas as potencialidades desses códigos para representar os objectos em questão. Cada código tem as suas particularidades, e por vezes a geometria das sementes não pode ser simulada de uma forma exacta. Desse modo, procura-se quantificar quais as discrepâncias que se podem observar na dose devido às diferenças na geometria.

A figura 4.3 representa as 3 geometrias utilizadas neste trabalho:



**Figura 4.3** - Representação das três geometrias utilizadas neste trabalho para modelar a semente EchoSeed 6733 e os seus respectivos materiais. No anexo A encontram-se representadas as dimensões das geometrias C2 e H e as densidades dos materiais utilizados.

No que diz respeito ao modo de adsorção do  $^{125}\text{I}$  na prata optou-se por seguir a mesma linha dos outros trabalhos em que o iodo se considerou uniformemente depositado na superfície do cilindro de prata (excepto nos topos) até uma profundidade de  $2\mu\text{m}$ . Esta hipótese de trabalho foi mantida para as 3 geometrias (figura 4.4).



**Figura 4.4** - Localização da fonte de I-125 (detalhe).

## 4.2. FICHEIROS DE ENTRADA

Para além das diferenças ao nível de geometria há outros aspectos que estão relacionados com os próprios programas de Monte Carlo que vão influenciar os resultados. Como já foi referido quando se efectuem simulações deve-se verificar se as secções eficazes disponíveis são as mais recentes, para que se possam obter resultados mais fiáveis.

Há outras questões práticas como o facto de ser necessário escolher conscientemente a energia de corte, *cutoff*, o *tally* a utilizar e a necessidade de seguir (ou não) o percurso dos electrões. Na tabela 4.1 apresentam-se algumas escolhas que foram efectuadas neste trabalho ao nível dos ficheiros de entrada e a sua comparação com outros estudos.

	[Sow02]	[Tay08]	Este estudo
<b>Código</b>	PTRAN v7.43	EGSnrc	MCNPX
<b>Secção eficaz</b>	DLC-99	XCOM	ENDF/B-VI.8 (EPDL97)
<b>Energia de cut-off</b>	*	1 keV	1 keV
<b>Tally</b>	Kerma de colisão	Kerma de colisão	F6
<b>Espectro</b>	NCRP-58	[Aap04]	[Aap04]

\*Sem informação

**Tabela 4.1** - Comparação dos dados de entrada dos diferentes estudos.

No que diz respeito às secções eficazes, as mais recentes são respectivamente a XCOM e a EPDL97 sendo as secções eficazes recomendadas [Soa09]. A energia de corte utilizada foi o valor predefinido de 1keV que se trata de um valor razoável.

Quanto ao espectro de I-125 utilizado foi o recomendado em [Aap04], não se espera no entanto que mesmo que os espectros sejam retirados de referências diferentes que os resultados difiram muito devido a diferenças diminutas nos espectros utilizados.

Na tabela 4.2 apresenta-se o espectro utilizado neste trabalho:

(período de semi-desintegração, $T=59,40 \pm 0,01$ dias)		
Energia do fóton (keV)	Fótons por desintegração	Decaimento
27,202	0,406	Te $K_{\alpha 2}$
27,472	0,757	Te $K_{\alpha 1}$
30,98	0,202	Te $K_{\beta 1}$
31,71	0,0439	Te $K_{\beta 2}$
35,492	0,0668	$\epsilon$
Energia média ponderada = 28,37 keV		Fótons totais por desintegração = 1,476

**Tabela 4.2** - Espectro de I-125 utilizado neste trabalho.

O espectro possui uma energia média ponderada de 28,37 keV e é essencialmente constituído por Raios-X e por um fóton gama originado via captura electrónica.

O fantoma utilizado é constituído por uma esfera de água com 15cm de raio e densidade de  $0,998\text{gcm}^{-3}$ .

Quanto ao transporte de electrões, este não foi efectuado uma vez que para a gama de energias utilizadas (inferiores a 40keV) o alcance dos electrões na água é inferior  $4\mu\text{m}$  pelo que se pode considerar que a energia é depositada localmente e diminui significativamente o tempo de cálculo.

O *tally* F6 foi o utilizado uma vez que é o mais utilizado em estudos de braquiterapia nessa gama de energias e é idêntico ao *tally* de *kerma* de colisão utilizado pelos outros autores.



### 4.3. FUNÇÃO DE DOSE RADIAL

A função de dose radial foi descrita no capítulo 2 e está relacionada com a atenuação e dispersão de fótons ao longo do eixo bissector transverso da semente.

Devido ao elevado gradiente de dose, as *Scoring Cells* (isto é, os volumes onde se aplicam os *tallies*) a utilizar devem ser criteriosamente estudadas e escolhidas para se obterem resultados mais fiáveis. Um dos pontos sensíveis deste tipo de estudos consiste precisamente na determinação do volume das SC's em que, se por um lado um volume maior garante uma menor incerteza estatística por outro lado, devido aos elevados gradientes de dose, o volume pode influenciar os resultados tornando-os pouco fiáveis, pelo que o seu estudo vai ser incluído num subcapítulo distinto.

#### 4.3.1. ESTUDO DAS SCORING CELLS

Em primeiro lugar, as suas dimensões devem ser aproximadamente as mesmas dos dosímetros utilizados experimentalmente para medir a dose das sementes, desta forma garante-se que os resultados experimentais e de simulação podem ser comparados com mais rigor. As dimensões de referência para os TLD's utilizados experimentalmente rondam os  $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$  [Aap04].

Em segundo lugar uma vez que o gradiente próximo da semente é bastante elevado pode tornar-se necessário diminuir as dimensões das células a distâncias radiais reduzidas, tendo em conta a restrição anterior. Do ponto de vista estatístico a diminuição do volume das células nestas condições não levanta grandes problemas em termos de tempo de simulação, uma vez que facilmente se obtêm resultados com incertezas estatísticas reduzidas a essas distâncias.

Outro aspecto a ter em conta será a própria geometria das células. Podem-se considerar inúmeras alternativas, desde detectores cúbicos com dimensões variáveis [Tay08] esféricos [Bin06], etc., no entanto tal como descrito em outros trabalhos [Ren04] e [Boh03] procurou-se tomar partido da simetria cilíndrica da semente utilizando cilindros co-axiais e planos paralelos.

Neste trabalho, tentou-se encontrar uma forma expedita de aproveitar a simetria da semente, sendo que as *scoring cells* foram definidas por:

- 2 cilindros concêntricos;
- 2 planos paralelos.

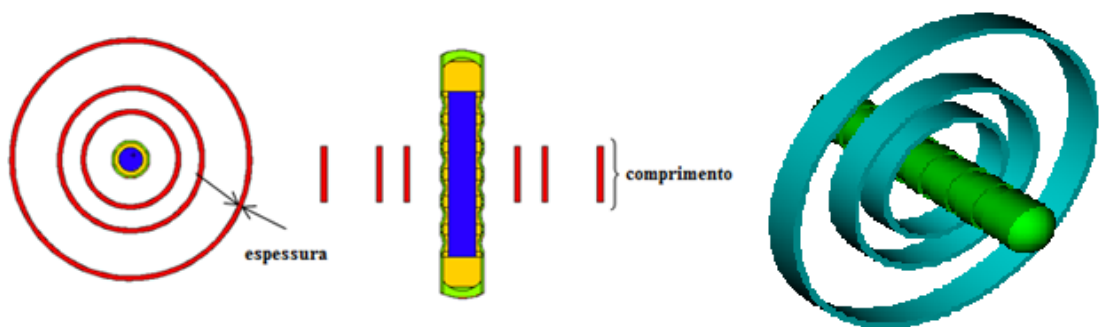
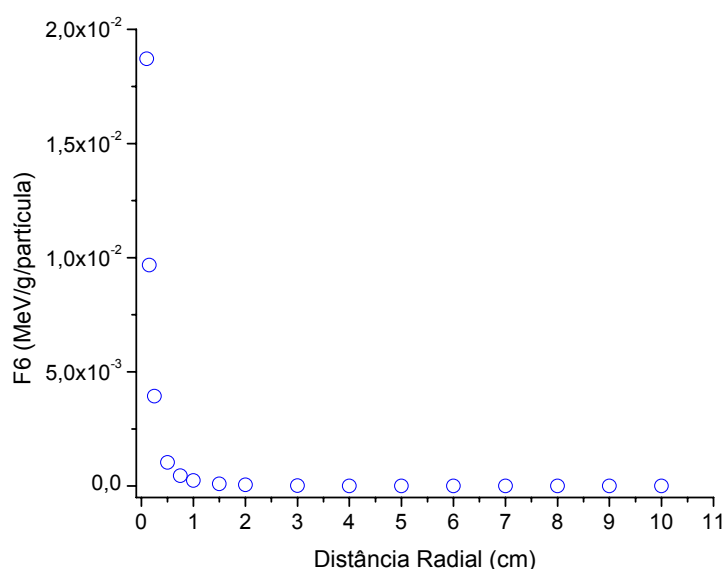


Figura 4.5 - Representação das scoring cells escolhidas.

A diferença dos raios dos cilindros vai determinar a espessura das células e o espaçamento entre os planos paralelos vai determinar o seu comprimento. A figura 4.5 representa as *scoring cells* utilizadas. Uma vez decidida a geometria das células a utilizar, fez-se um estudo para avaliar a influência das duas dimensões referenciadas na imagem, a espessura e o comprimento na dose para as diferentes distâncias radiais.

#### 4.3.1.1. ESPESSURA

Para estudar a espessura das *scoring cells* calculou-se a dose<sup>1</sup> a diferentes distâncias radiais recorrendo ao *tally* F6 do MCNPX. As dimensões escolhidas foram as dimensões médias dos TLD's de aproximadamente 1mm de espessura e 1mm de comprimento e o número total de histórias foi de cerca de 1E9 o que corresponde a 45 horas de simulação, o que permitiu obter uma incerteza estatística inferior a 0,03% para uma distância radial até 1cm e um intervalo de incerteza de 0,03-0,25% para distâncias até 10cm. Os resultados obtidos encontram-se representados na figura 4.6.

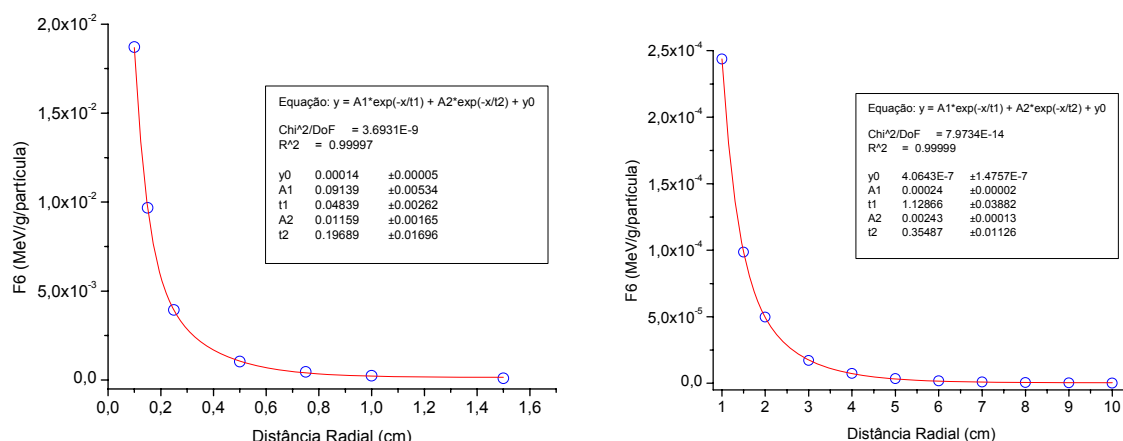


**Figura 4.6** - Dose depositada em função da distância.

Através da análise do gráfico da figura 4.6 é possível verificar que até cerca de 0,5 cm o gradiente de dose é bastante elevado e que para distâncias maiores o gradiente é bastante inferior. Torna-se óbvio que a distâncias curtas dever-se-á utilizar SC's com espessura inferior relativamente às das SC's com distâncias radiais superiores.

É possível ajustar os dados obtidos a uma soma de duas funções exponenciais, no entanto devido ao elevado gradiente de dose na região de curtas distâncias optou-se por separar o gráfico da figura 4.6 em duas regiões distintas cuja análise se fará em separado (figura 4.7) para obter funções que melhor se adaptem ao gradiente de dose.

<sup>1</sup> O termo dose é utilizado por uma questão de comodidade, visto que as unidades do *tally* F6 são MeV/g/partícula e a unidade da dose é o Gy.



**Figura 4.7 - a)** Regressão utilizada para distâncias até 1cm; **b)** Regressão utilizada para distâncias superiores a 1cm.

As funções escolhidas foram baseadas na hipótese em que os fótons que atingem cada SC que não sofreram nenhuma interação originam uma função exponencial e os fótons que foram dispersos originam uma outra função exponencial. O efeito da espessura das células pode-se quantificar, uma vez que ao se atribuir um volume a uma célula não se está a calcular a dose pontualmente, mas sim uma média de dose num volume centrado à distância de interesse. Para determinar a influência nos valores da dose num ponto devido ao efeito desse volume, partiu-se da hipótese de que variações relativas nas curvas dos gráficos da figura 4.7 são válidas independentemente destas se tratarem de curvas ideais ou simplesmente de uma aproximação às mesmas.

Para determinar o efeito da média de dose nesse volume relativamente à dose pontual integraram-se diferentes valores de espessura em torno de cada ponto medido e dividiram-se pelos respectivos intervalos de integração, obtendo-se assim uma aproximação do efeito da variação da espessura.

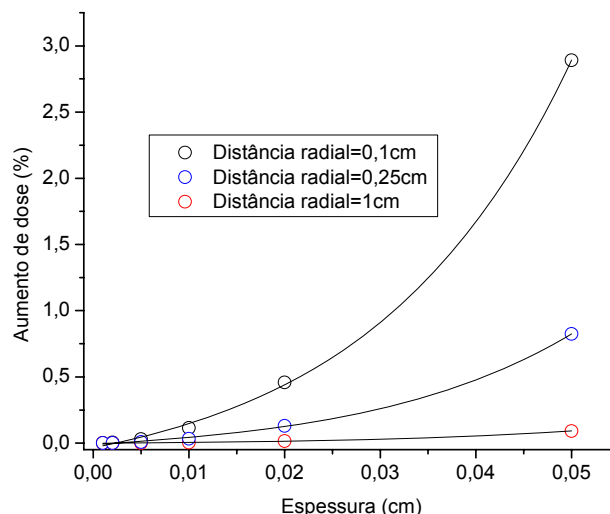
A tabela seguinte representa a quantificação na variação da dose com o efeito de espessura à distância radial de 1cm onde alguns dos intervalos de integração escolhidos são apresentados na figura 4.7.a.

Intervalo de integração (cm)	Valor da função (MeV/g/partícula)	Valor do Integral (MeV/g/partícula)	Integral/Intervalo de integração (MeV/g/partícula)	Diferença percentual (%)
0,001	3,917E-03	3,917E-06	3,917E-03	0
0,002		7,834E-06	3,917E-03	0
0,005		1,959E-05	3,917E-03	0
0,01		3,918E-05	3,918E-03	0,032
0,02		7,844E-05	3,922E-03	0,131
0,05		1,975E-04	3,949E-03	0,824
0,1		4,050E-04	4,050E-03	3,395

**Tabela 4.3 - Avaliação da influência da espessura na dose para a distância radial de 0,25cm.**

Efectuou-se o estudo representado na tabela 4.3 para todas as distâncias radiais e pode-se obter uma aproximação da influência da espessura na dose de cada S.C.

No gráfico da figura 4.8 apresentam-se alguns exemplos do incremento de dose devido ao aumento da espessura das células a diferentes distâncias radiais.



**Figura 4.8** - Aumento da dose em função da espessura das células de medida.

Como se pode verificar a espessura das SC influencia efectivamente a dose. Esse efeito depende do gradiente de dose e consequentemente da distância à fonte e traduz-se em ajustes a crescimentos exponenciais ( $R^2 > 0,99965$ ). Pode-se verificar que enquanto uma espessura de 0,05cm para uma distância radial de 1cm provoca um aumento de dose na ordem dos 0,1% o que é perfeitamente desprezável, enquanto a mesma espessura a uma distância radial de 0,1cm provoca um aumento na dose de cerca de 3%. Este efeito é gradual e quanto maior é a distância maior pode ser a espessura da célula. Este estudo permitiu obter valores bastante razoáveis de espessura para todas as distâncias, o critério escolhido foi conservador, optando-se por espessuras que não aumentam a dose em mais do que 0,1-0,2%.

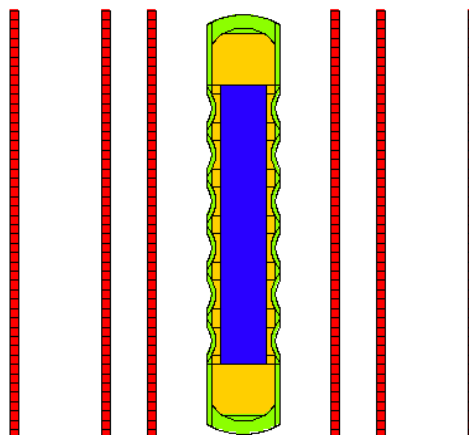
Uma vez adoptados todos os critérios já referidos apresentam-se as espessuras determinadas por este método:

$$\text{Valores de espessura utilizados} \left\{ \begin{array}{l} t = 0,01\text{cm}, r \leq 1\text{cm} \\ t = 0,02\text{cm}, 1\text{cm} < r \leq 3\text{cm} \\ t = 0,05\text{cm}, 3\text{cm} < r \leq 6\text{cm} \\ t = 0,1\text{cm}, 6\text{cm} < r \leq 10\text{cm} \end{array} \right.$$

#### 4.3.1.2. COMPRIMENTO

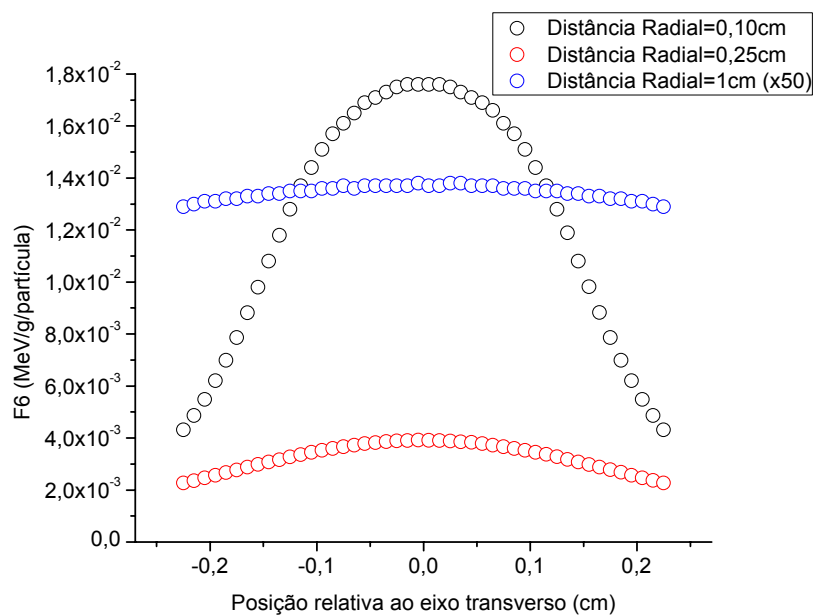
Para se estudar o efeito do comprimento das SC fez-se um ficheiro de entrada onde, para várias distâncias radiais se criaram 46 células com 0,01cm de comprimento (quando somado o seu comprimento corresponde aproximadamente o comprimento total da semente) e simularam-se 1E9

histórias durante 50 horas para que a incerteza estatística fosse inferior a 0,5% para as células mais afastadas. A geometria obtida para essa configuração é apresentada na figura 4.9:



**Figura 4.9** - Esquema utilizado para determinação do comprimento das *scoring cells*.

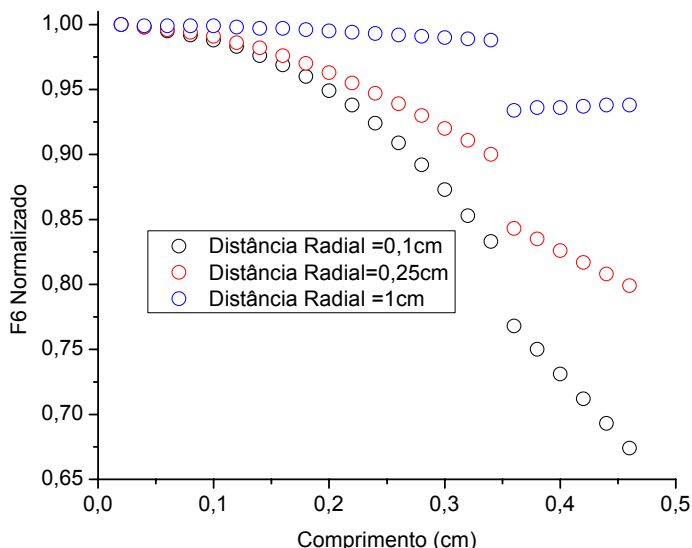
Assim, para cada distância mediu-se a dose em 46 volumes distintos e estimou-se a diminuição da dose com o aumento do comprimento da célula. A figura 4.10 representa a dose medida em cada uma destas células a diferentes distâncias.



**Figura 4.10** - Variação da dose ao longo do eixo transversal.

Como se pode verificar através da análise do gráfico, para distâncias radiais diminutas a dose varia bastante ao longo da grelha de SC's. Isto justifica-se com o facto de a fonte de Iodo-125 se encontrar distribuída ao longo do tubo de prata que tem um comprimento inferior ao da semente, por outro lado na zona dos topos a espessura de titânio é superior. Para distâncias maiores a dispersão dos fotões torna-se cada vez maior e como consequência a influência da posição da célula relativamente ao eixo transversal diminui.

Utilizando os dados da figura 4.10 normalizaram-se os valores de dose obtidos para as distâncias radiais distintas em função do valor máximo de dose obtido para cada distância (que corresponde a um comprimento de 0,02cm) e a partir dos resultados concluir o valor de comprimento a utilizar para cada célula.



**Figura 4.11** - Variação da dose com o comprimento da célula para diferentes medidas.

Fica assim mais visível o efeito do comprimento na dose medida nas SC's. É de realçar que mais uma vez torna-se necessário variar esta dimensão com a distância radial, mas ao contrário da espessura que aumenta os valores de dose, o comprimento diminui.

A razão pelo qual há um decréscimo considerável da dose para todas as distâncias para SC's com um comprimento ligeiramente superior a 0,3cm está relacionado com o comprimento eficaz da semente, isto é, o comprimento onde é depositado o material radioactivo, que neste caso corresponde a 0,3cm.

O comprimento das células foi determinado tendo em conta estes parâmetros sendo que a diminuição máxima de dose obtida foi de 0,3%. Seguem-se os valores de comprimento das SC's utilizadas neste trabalho:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Valores de} \\ \text{comprimento} \\ \text{utilizados} \end{array} \right\} \begin{array}{l} l = 0,05\text{cm}, r \leq 1\text{cm} \\ l = 0,1\text{cm}, r > 1\text{cm} \end{array}$$

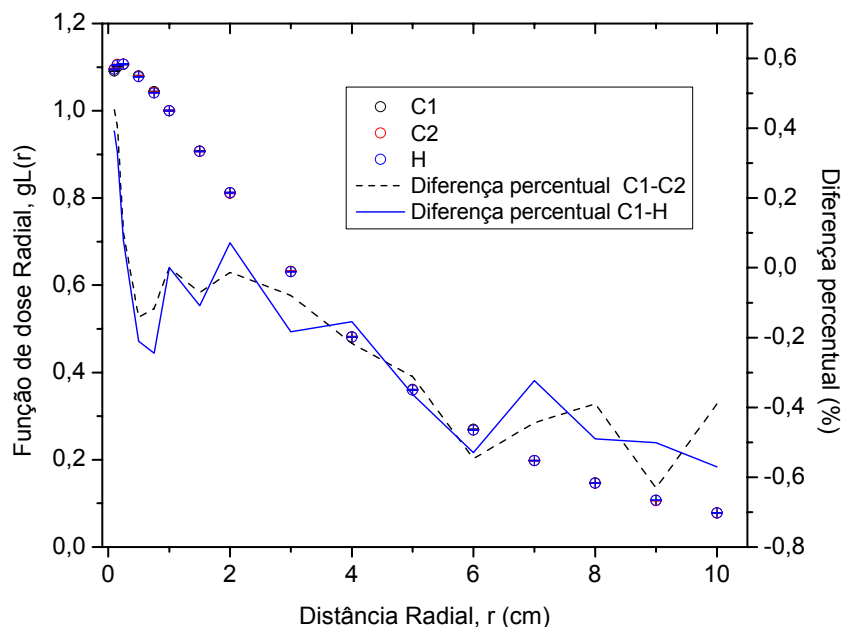
As SC's. utilizadas por [Tay08] foram células cúbicas em que as que o lado do cubo varia com a distância radial. Para distâncias radiais inferiores a 1cm foram utilizadas células com 0,01cm de lado, para distâncias entre 1cm e os 5cm 0,05cm de lado e para distâncias superiores 0,1cm. Há um acordo interessante entre as células de medida utilizadas entre ambos os trabalhos. O trabalho de [Sow02] não menciona as SC's utilizadas.

#### 4.3.2. RESULTADOS

Utilizando as SC's descritas anteriormente calculou-se a dose (recorrendo ao tally F6) em 16 distâncias radiais distintas entre os 0,1cm e os 10cm para as 3 sementes, com 3,5E8 histórias para cada, o que corresponde a 15 horas de simulação por semente. Com este número de histórias foi possível obter incertezas inferiores a 0,1% para distâncias radiais até 1cm e incertezas inferiores a 0,5% para 16 distâncias radiais entre 1 e os 10cm.

Os resultados estão representados na figura 4.12. De modo a realçar as diferenças entre as 3 geometrias são apresentados os seus valores de função de dose radial, e as suas respectivas diferenças percentuais. Esta metodologia foi seguida em toda a análise de resultados.<sup>2</sup>

No que diz respeito à diferença percentual entre as 3 geometrias optou-se pela sua comparação com a geometria C1, uma vez que é a que mais se aproxima com a geometria utilizada pelos outros autores.



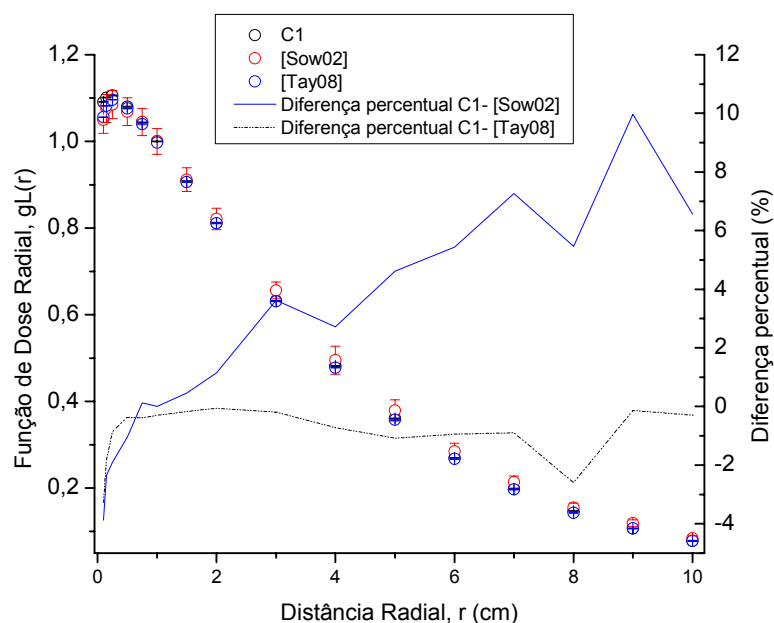
**Figura 4.12** - Função de dose Radial da geometria cilindro 1, cilindro 2 e hiperbolóide e respectivas diferenças percentuais com a geometria cilindro 1.

A análise do gráfico da figura 4.12 permite afirmar que há um bom acordo entre a função de dose radial das 3 geometrias. As diferenças percentuais na função de dose radial entre a geometria C1 e as restantes são inferiores a 0,5% para distâncias radiais bastante próximas da fonte, valor este que é bastante superior à incerteza estatística nessa zona. Para regiões mais afastadas da fonte as diferenças percentuais atingem valores até 0,7%, no entanto essas diferenças percentuais são pouco relevantes, porque a dose nessa zona é bastante reduzida e também porque as diferenças obtidas são da ordem da incerteza estatística.

<sup>2</sup> Este formato de gráfico é amplamente utilizado neste tipo de comparações, sendo que o valor da função é apresentado no eixo da esquerda e as diferenças percentuais no eixo da direita.

No gráfico da figura 4.13 são comparados os valores da função de dose radial da geometria C1 com os valores dos outros autores. A razão pela qual a geometria C1 foi a escolhida para comparação prende-se com o facto de esta ser a mais semelhante à geometria utilizada pelos outros autores. Este critério vai ser alargado a outros estudos feitos nesta tese.

Os valores obtidos neste trabalho e os dos outros autores em geral revelam um bom acordo, as diferenças de maior importância são para distâncias bastante curtas onde a função de dose radial do C1 ultrapassa em cerca de 4% as demais, para outras distâncias radiais comparando com os resultados de [Tay08] as diferenças percentuais são diminutas, obtendo-se algumas discrepâncias apenas quando comparando a função de C1 com a de [Sow02] em que a 9cm a diferença percentual é de cerca de 10%. Esta diferença não é muito importante uma vez que por um lado a incertezas estatísticas de [Sow02] nessa região rondam os 6% e por outro lado a essa distância pequenas diferenças percentuais traduzem-se em variações mínimas na dose uma vez que nesta região a dose é algumas ordens de grandeza inferior à dose a curtas distâncias.



**Figura 4.13** - Função de dose Radial da geometria Cilindro 1, da geometria de [Sow02] e [Tay08] e da semente de Taylor e respectivas diferenças percentuais com a geometria cilindro 1.

Uma vez que há pequenas diferenças nos resultados dos dois autores e que as suas geometrias são iguais, as diferenças registadas entre eles podem ser devidas às secções eficazes utilizadas e/ou às dimensões das células onde foram calculados os *tallies*. Os resultados estão em concordância com o esperado e são mais próximos com o autor com as secções eficazes mais recentes.

Embora seja possível utilizar várias regressões que se adequem à função de dose radial, a recomendada pela AAPM é um polinómio de grau 5, visto ser o mais recorrentemente utilizado pelos sistemas de tratamento comerciais, no entanto não é necessariamente o tipo de função mais adequado [Rog08]. Deve também ser indicado o intervalo no qual as expressões são válidas, e considerar-se apenas as distâncias nas quais a função polinomial possui uma diferença até 2% relativamente aos valores obtidos.



A tabela 4.4 apresenta as regressões polinomiais e o intervalo no qual são válidas para as 3 geometrias.

Geometria	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	Intervalo (cm)	$R^2$	$\chi^2$ /dof
C1	1,11175	0,04595	0,08467	0,02099	0,00199	6,8399E-5	0,1 – 6	0,99972	7E-5
C2	1,1655	0,05653	0,07878	0,01964	0,00186	6,3443E-5	0,1 – 7	0,99979	5E-5
H	1,11554	0,05547	0,07907	0,01965	0,00185	6,3109E-5	0,1 – 6	0,99979	5E-5

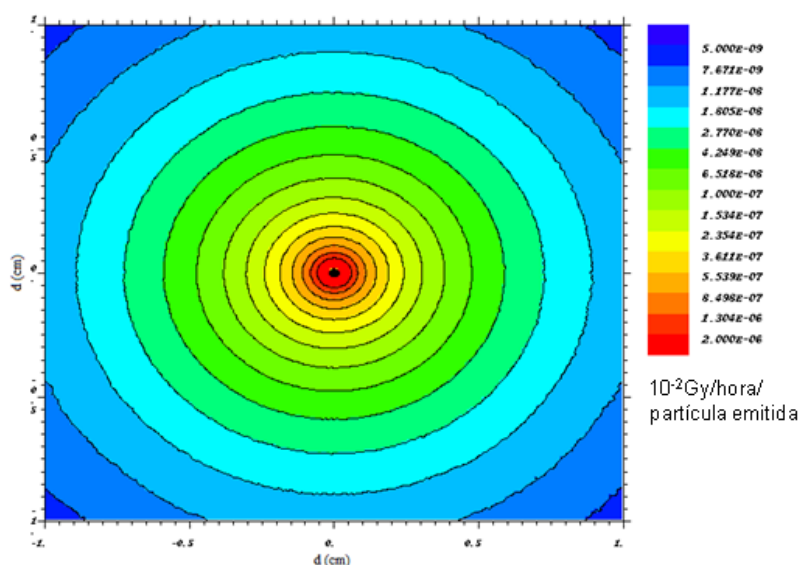
**Tabela 4.4** - Valores dos índices da regressão polinomial de grau 5.

Em que  $a_0$   $a_1$   $a_2$   $a_3$   $a_4$  e  $a_5$  são os termos do polinômio de grau 5:

$$g_L(r) = a_0 + a_1 r + a_2 r^2 + a_3 r^3 + a_4 r^4 + a_5 r^5 \quad (4.1)$$

E as distâncias radiais consideradas são as que o ajuste tem uma discrepância inferior a 2% relativamente aos valores obtidos da função.

A figura 4.14 é um mapa de distribuição de dose absorvida num fantoma de água feito no perpendicular no centro da semente cilindro 1, com uma malha de 200x200 nós num intervalo de 2 centímetros de largura. Como era de esperar há uma simetria neste plano o que comprova que a escolha das SC's foi adequada. É de realçar que a uma distância radial muito próxima da semente na ordem de 1mm a dose é 2 a 3 ordens de grandeza superior à dose depositada a 1cm da semente.



**Figura 4.14** - Distribuição de dose em torno do plano transversal da geometria C1.

#### 4.4. FUNÇÃO DE ANISOTROPIA 2D

A função de anisotropia 2D descreve a variação de dose em função do ângulo polar relativamente ao plano transversal. Tal como para a função de dose radial deve ser feito um estudo criterioso das dimensões das SC's.

#### 4.4.1. ESTUDO DAS SCORING CELLS

À partida, as restrições a ter de volume das células são as mesmas do que para a função de dose radial, onde as dimensões de referência são de  $1\text{mm}^3$ .

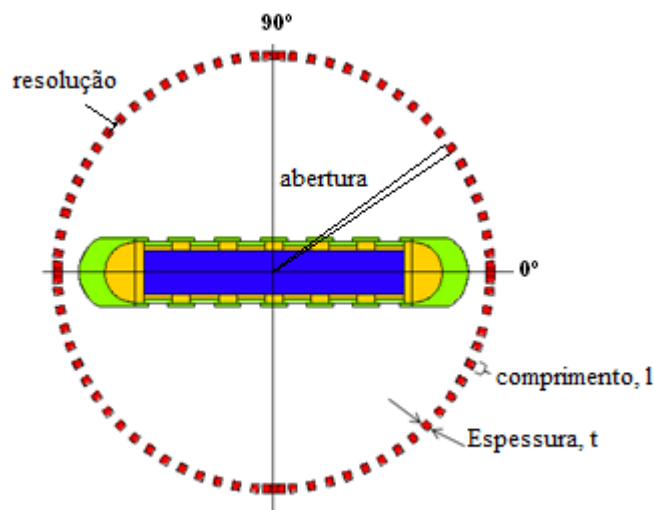
De forma a tirar proveito da geometria da semente as SC's foram definidas por:

- 2 esferas concêntricas;
- 2 planos perpendiculares à semente e paralelos entre si;
- 2 planos oblíquos.

A diferença entre os raios das esferas vai determinar a espessura das células ( $t$ ), os planos paralelos vão determinar a sua largura ( $w$ ) e a abertura dos ângulos oblíquos vai determinar o comprimento de cada célula como se pode verificar na figura 4.15

Tirando partido da simetria da semente e de modo a diminuir a incerteza foram feitas células de registo nos 4 quadrantes o que permite efectuar quatro medições para cada ângulo polar (excepto para  $\theta=0^\circ$  e  $\theta=90^\circ$  onde só são feitas duas medições), o que permite para cada simulação diminuir a incerteza para metade.

Relativamente aos valores da espessura consideraram-se os mesmos que para as células para a função de dose radial sendo a largura considerada de  $1\text{mm}$ .



**Figura 4.15** - *Scoring cells* utilizadas para a função de anisotropia com indicação das dimensões abertura, espessura e largura.

Para determinar os valores de comprimento das células estipulou-se um ângulo de abertura dos planos oblíquos para que se obtivesse um compromisso entre o rigor dos resultados e uma boa estatística. Considerou-se uma abertura de  $2^\circ$  o que resulta num comprimento de entre os  $0,09\text{mm}$  para uma distância radial de  $0,25\text{cm}$  e os  $2,44\text{mm}$  para uma distância radial de  $7\text{cm}$ .

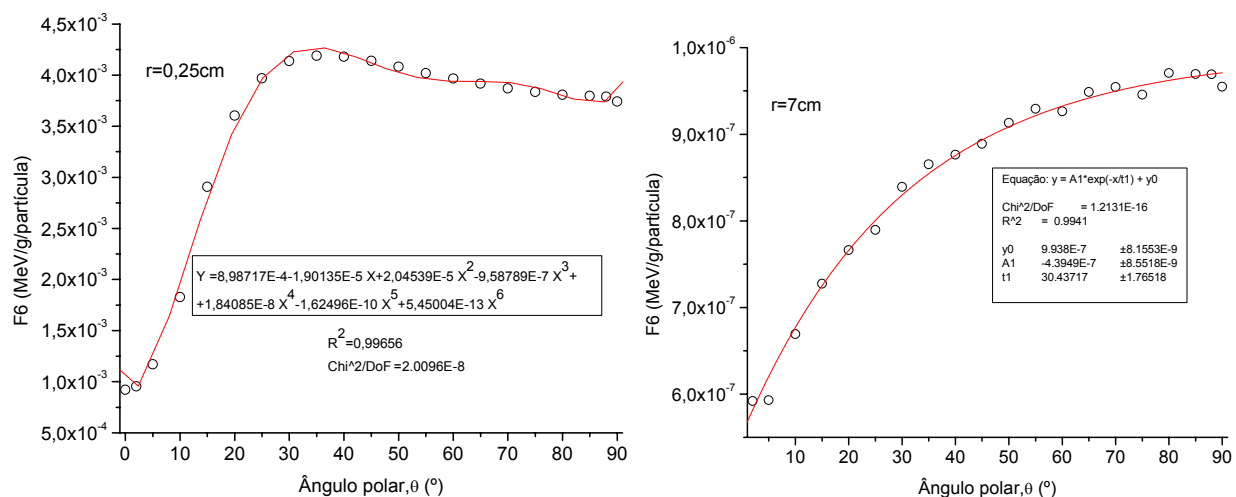
Fez-se um ficheiro de entrada nas condições referidas, e simularam-se  $8\text{E}8$  de histórias, o que corresponde aproximadamente a 5 dias. A figura 4.16 representa a dose obtida ( $F_6$ ) em 21 ângulos polares com uma resolução mínima de  $5^\circ$  a uma distância radial de  $0,5\text{cm}$  e  $7\text{cm}$  para a semente cilindro 1.

Através da análise dos gráficos da figura 4.16 verifica-se que o gradiente de dose não é tão elevado como para o caso da distância radial. O comportamento da função de dose em função do

ângulo polar varia imenso conforme a distância radial. Para a distância radial de 0,25cm o comportamento da função deve-se essencialmente devido aos topos e ao invólucro de titânio. Para ângulos polares diminutos tem-se os topos de titânio onde a espessura é maior e por isso a dose nas SC's é menor, sendo que à medida que o ângulo polar aumenta, a dose também aumenta e a influência na dose devido ao invólucro passa a ser maior do que a influência devido aos topos. Obtém-se um máximo de dose aproximadamente aos 35° sendo que após esse ângulo a dose decresce ligeiramente, uma vez que a espessura do titânio nessa zona é aproximadamente independente do ângulo da célula de registo, a dose também é aproximadamente constante.

No que diz respeito à variação da dose com o ângulo polar a uma distância de 7cm, o comportamento da função é outro, pelo que o invólucro e os topos de titânio não devem influenciar tanto os resultados, a dose aumenta segundo uma exponencial com o ângulo polar sendo que o factor principal na variação da dose reside na dispersão dos fotões ao longo do meio, sendo que os topos podem também ter alguma influência na diminuição da dose para ângulos polares reduzidos.

Outro aspecto importante é que de dose angular da semente também varia com a distância radial. A uma distância radial de 0,25cm a razão entre dose máxima e mínima é de cerca de 4 enquanto que para uma distância de 7cm é inferior a 2.



**Figura 4.16 – (a) Dose em função do ângulo polar para uma distância radial de 0,25cm. (b) Dose em função do ângulo polar para uma distância radial de 7 cm.**

O estudo da abertura angular das SC's foi feito do mesmo modo que em 4.3.1.1, integrando os valores obtidos das funções em torno de cada ponto e dividindo pelo intervalo de integração estimando assim a influência que o comprimento da célula tem na dose. Esta questão não é tão linear como para o caso da função de dose em que o aumento de comprimento diminuía necessariamente a dose, para estes dois casos limite verifica-se que o tamanho da célula pode influenciar a dose aumentando ou diminuindo a mesma. Na tabela 4.5 apresenta-se um exemplo dos cálculos efectuados para a distância radial de 0,25cm e para o ângulo polar de 15°.

Intervalo de integração (°)	Valor da função (MeV/g/partícula)	Valor do Integral (MeV/g/partícula)	Integral/Intervalo de integração (MeV/g/partícula)	Diferença percentual (%)
0,5		1,397E-03	2,794E-03	0
1	2,794E-03	2,794E-03	2,794E-03	0
2		5,587E-03	2,794E-03	0
3		8,377E-03	2,792E-03	0,08
4		1,116E-02	2,791E-03	0,14

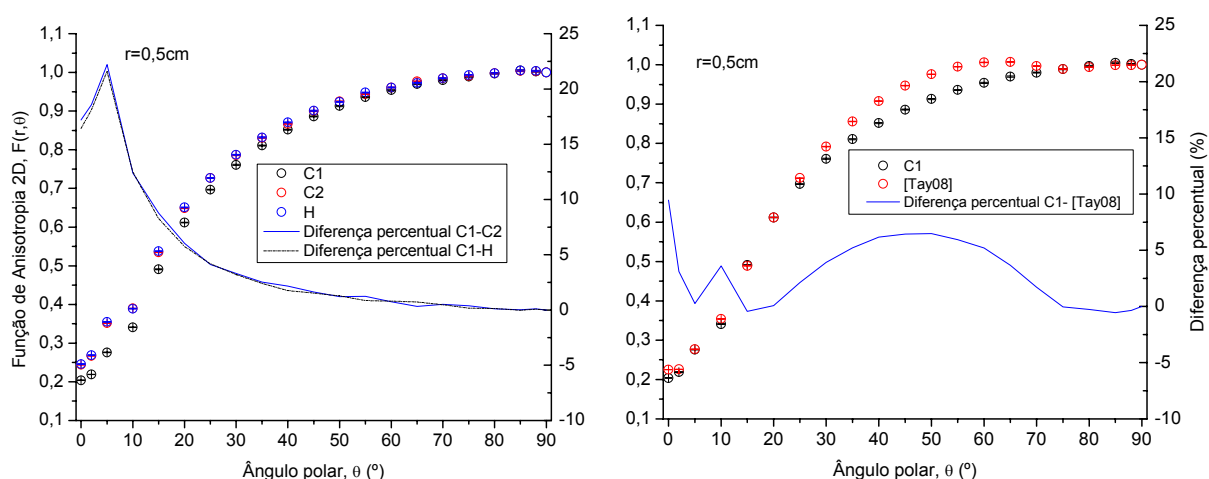
**Tabela 4.5** - Avaliação da influência do ângulo de abertura na dose para a distância radial de 0,25cm e um ângulo polar de 15°.

Tendo em conta as diferenças percentuais obtidas e o compromisso entre exactidão nos resultados e baixa incerteza estatística optou-se por um ângulo de abertura de 2°

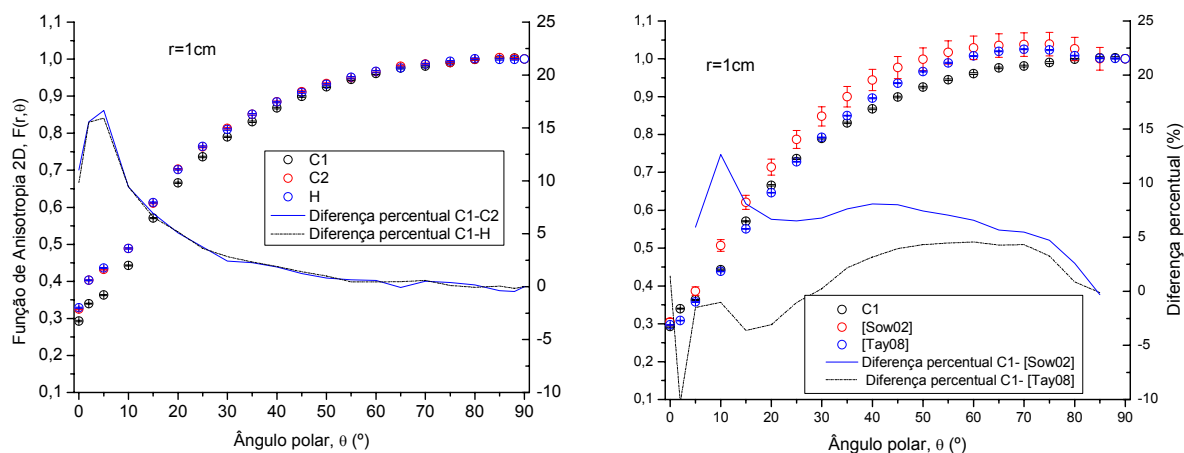
As discrepâncias devidas à abertura angular obtidas nas zonas de maior gradiente foram sempre inferiores 0.1% o que indica que esta abertura é a indicada.

#### 4.4.1.1. RESULTADOS

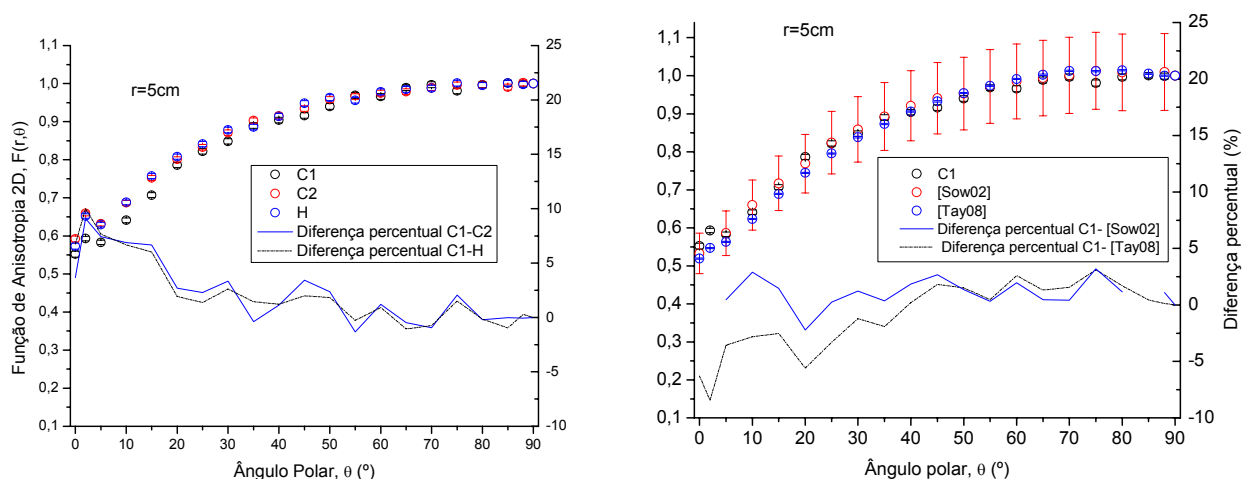
Foram feitas 3 simulações distintas, uma para cada geometria para 10 distâncias radiais compreendidas entre os 0,25cm e os 10cm, com um total de 8E8 histórias o que garantiu incertezas estatísticas inferiores a 2% a 7cm de distância. Os resultados obtidos para as 10 distâncias radiais encontram-se no anexo B. Seguem-se os resultados obtidos para a função de anisotropia para 3 distâncias radiais, de curta, média e longa distância o que corresponde a 0,5cm 1cm e 5cm respectivamente.



**Figura 4.17** – (a) Função de anisotropia 2D a 0,5 cm para as geometrias C1 C2 e H. (b) Função de anisotropia 2D a 0,5cm para a geometria C1 e de [Tay08].



**Figura 4.18 - (a)** Função de anisotropia 2D a 1 cm para as geometrias C1 C2 e H. **(b)** Função de anisotropia 2D a 1cm para a geometria C1 e de [Tay08].



**Figura 4.19 - (a)** Função de anisotropia 2D a 5 cm para as geometrias C1 C2 e H. **(b)** Função de anisotropia 2D a 5cm para a geometria C1 e de [Tay08].

Analisando os gráficos obtidos com as 3 geometrias diferentes, verifica-se que há uma boa concordância entre os valores, excepto para zona entre os  $0^\circ$ - $20^\circ$ . Isto deve-se essencialmente ao facto da geometria dos topos da sementes cilindro 2 e hiperbolóide serem diferentes da geometria cilindro 1. Isto faz com que a função de anisotropia do cilindro 1 seja inferior às restantes e isso a curtas distâncias traduz-se numa diferença percentual da função de anisotropia superior a 20%, a distâncias médias a diferença chega aos 15% e a longas distâncias a diferença percentual fica pelos 10%. A partir de  $20^\circ$  os resultados aproximam-se para as 3 geometrias e o acordo entre as 3 é bastante razoável, as pequenas flutuações obtidas para as distâncias maiores devem-se principalmente a incerteza estatística. Apenas para ângulos  $\leq 20^\circ$  as diferenças percentuais entre as 3 geometrias são superiores a 5%, independentemente da distância radial, sendo que para ângulos

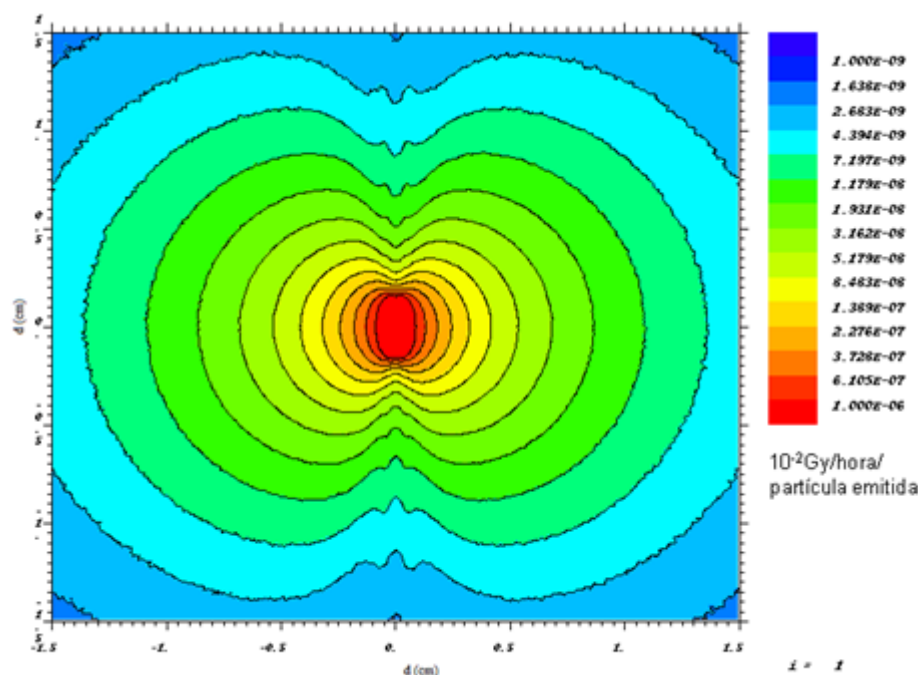
maiores as diferenças convergem para valores próximos de 0% donde vem que o factor que mais influencia a função de anisotropia são os topos das sementes.

Quando se compara os resultados obtidos entre a geometria 1 e os resultados dos outros autores verifica-se que o acordo é melhor, porque as geometrias são mais próximas entre si, no entanto as zonas com maiores discrepâncias são para as curtas distâncias e ângulos polares mais reduzidos. A razão pela qual é difícil manter um bom acordo a curtas distâncias é porque pequenas diferenças ao nível da geometria, nomeadamente ao nível da espessura do titânio influenciam imenso o resultado obtido.

Os resultados sugerem que a geometria de cada fonte a ser simulada em Monte Carlo deve ser intimamente conhecida e a tolerância ao das dimensões da geometria das sementes deve ser fornecida pelos fabricantes uma vez que a incerteza na geometria pode influenciar o resultado final.

A figura 4.20 é um mapa de distribuição de dose absorvida num fantoma de água no plano longitudinal da semente com a geometria hiperbolóide (a semente encontra-se disposta verticalmente) no centro da semente cilindro 1, com uma malha de 300x300 nós num intervalo de 3 por 3 centímetros.

Para além do elevado gradiente que se nota pela imagem, outro aspecto interessante é o facto de haver um máximo relativo de dose num ângulo diminuto algures entre 0 e 5° (segundo o formalismo de dose seguido). Esse comportamento está directamente relacionado com a geometria dos topos da semente, e não se verifica para os topos da geometria C1, onde se pode verificar uma maior discrepância nos valores da função de anisotropia 2D relativamente às outras geometrias.



**Figura 4.20** - Distribuição de dose no plano longitudinal da semente com geometria Hiperbolóide.

#### 4.5. CONSTANTE DE TAXA DE DOSE

A constante de taxa de dose  $\Lambda$  é dada pelo quociente da taxa de dose no ponto de referência e a intensidade de kerma no ar medida em vácuo a distâncias tipicamente na ordem de 1 metro com uma energia de *cut-off* de 5keV.

O quociente de taxa de dose no ponto de referência já foi calculado para a função de dose radial com o *tally* F6 no entanto o *tally* F6 não pode ser utilizado para medições em vácuo. Como os resultados obtidos não tiveram um acordo tão bom com as outras referências como as restantes funções, a intensidade de *kerma* no ar foi calculada através de 3 *tallies* distintos o *tally* F2, F4 e o F5.

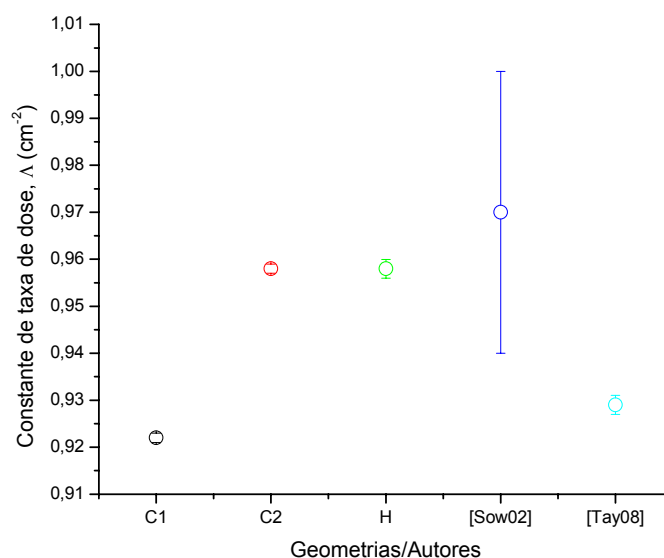
Para o estudo com o *tally* F4 foi utilizado uma *scoring cell* de dimensões semelhantes ao ângulo sólido coberto pela câmara de ionização WAFAC (2,7\*2,7\*0,05cm), para o *tally* F2 foi utilizado uma superfície equivalente.

Os resultados são obtidos em unidades de fluxo mas com a instrução DE (que divide os intervalos de energia) e com a instrução DF (que aplica coeficientes de conversão) é possível, aplicar os coeficientes de conversão do ICRP 103 [ICR07] (Anexo C) e converter os resultados de unidades de fluxo a unidades de dose.

O *tally* F5 constitui uma estimativa determinística do fluxo num ponto e foram utilizados detectores com um raio de 0,25 mm e utilizados os mesmos factores de conversão que para o *tally* F2 e F4.

A intensidade de *kerma* no ar foi calculada então para várias distâncias e através do *tally* F2 e F5. Os resultados obtidos foram idênticos, tanto entre os *tallies* como para distâncias a partir de 1cm a intensidade de *kerma* no ar revelou ser independente da distância. Os 3 *tallies* também não revelaram grandes diferenças entre si pelo que como para as medições em vácuo as simulações são bastante rápidas, utilizou-se o *tally* F4 porque corresponde melhor as condições experimentais.

Na figura 4.21 apresentam-se os resultados obtidos para simulações com 2,5E8 histórias:



**Figura 4.21** - Valores da constante de taxa de dose obtidos neste trabalho e nos trabalhos de referência.

Seguindo os critérios de comparação definidos anteriormente há que fazer uma distinção entre as geometrias, como a geometria C1 é idêntica à geometrias dos restantes autores, esta é a única que pode ser directamente comparável, sendo que os resultados obtidos para essa geometria são mais próximos dos de [Tay08] do que dos de [Sow02] e isso deve-se essencialmente as secções eficazes.

As diferenças registadas ao nível das 3 geometrias simuladas neste trabalho devem-se essencialmente à dose no ponto de referência que é inferior para o cilindro 1 em cerca de 4% quando comparada com as outras geometrias. O invólucro de titânio terá então grande influência nos resultados.

#### *4.6. COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS*

A semente EchoSeed 6733 foi caracterizada experimentalmente [Meig02] com dosímetros termo-luminescentes (TLD's) e em fantasmas de água sólida (Solid Water<sup>TM</sup>).

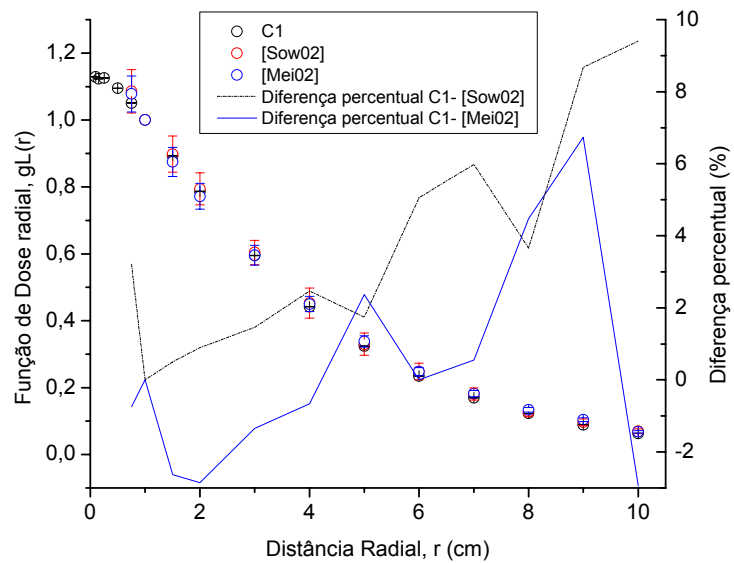
No sentido de obter resultados comparáveis aos resultados experimentais simularam-se todas as funções já obtidas anteriormente, função de dose radial, função de anisotropia e constante de taxa de dose para a geometria cilindro 1 num fantoma de água sólida com a seguinte percentagem mássica: 8% de Hidrogénio, 67,2% de carbono, 2,4% de Azoto. 19,8% de oxigénio, 2,3% de Cálcio e 0,1% de Cloro com uma densidade de  $1,015\text{g.cm}^{-3}$  [Sow02].

Os resultados obtidos foram comparados com os dados experimentais de [Meig02] e com os resultados obtidos por Monte Carlo de [Sow02] com o mesmo fantoma.

##### *4.6.1. FUNÇÃO DE DOSE RADIAL*

Mostram-se de seguida os gráficos com a comparação dos dados experimentais [Meig02], os dados de [Sow02] também com fantoma de água sólida e os resultados obtidos com a geometria cilindro1, com as SCs com dimensões idênticas às já descritas anteriormente.





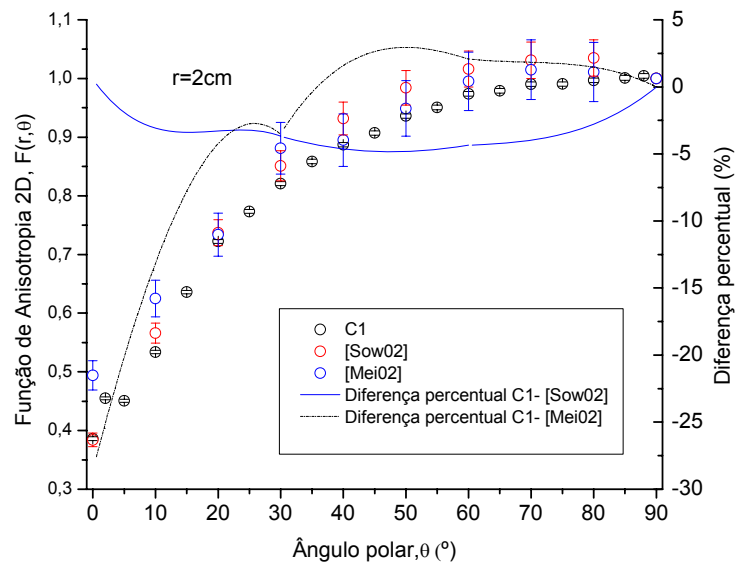
**Figura 4.22** - Função de dose Radial em *solid water* e respectiva comparação com os dados experimentais e com código PTRAN.

Os resultados obtidos demonstram um bom acordo entre os três trabalhos, embora os resultados experimentais só se encontrem disponíveis para uma distância radial superior a 1cm.

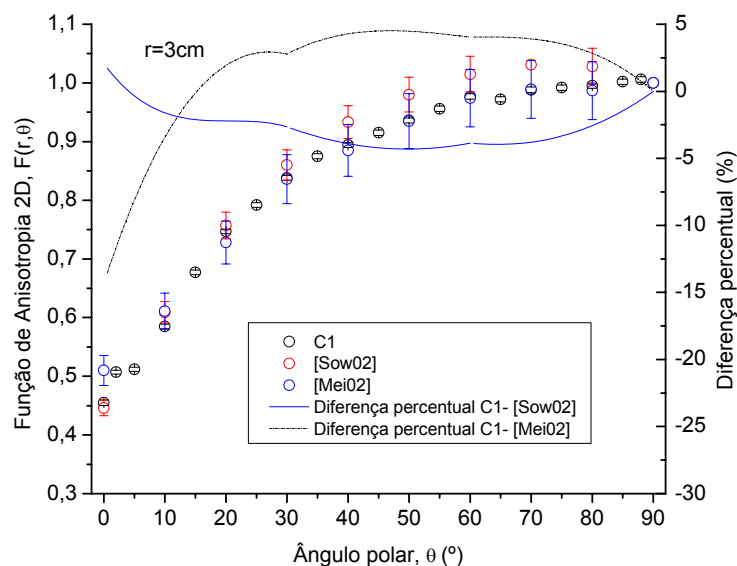
As maiores diferenças percentuais entre os resultados obtidos neste estudo e os resultados obtidos por [Sow02] e [Mei02] surgem a partir os 6 e 7cm respectivamente. Estas diferenças são justificáveis pelas elevadas incertezas estatística nessas zona e também por tratarem-se de valores de dose muito diminutos, onde pequenas flutuações se traduzem em grandes diferenças percentuais. Os resultados demonstram que a geometria escolhida, pelo menos no que diz respeito à função de dose radial é adequada e os resultados estão de acordo com os dados experimentais.

#### 4.6.2. FUNÇÃO DE ANISOTROPIA 2D

Para determinar a função de anisotropia 2D em água sólida fez-se tal como já foi descrito para o cálculo em fantoma de água. As distâncias radiais que se apresentam não cobrem uma grande amplitude de distâncias porque estão dependentes das medições efectuadas experimentalmente.



**Figura 4.23** - Comparação dos resultados da função de anisotropia 2D experimentais com os simulados para uma distância radial de 2 cm para as geometrias.



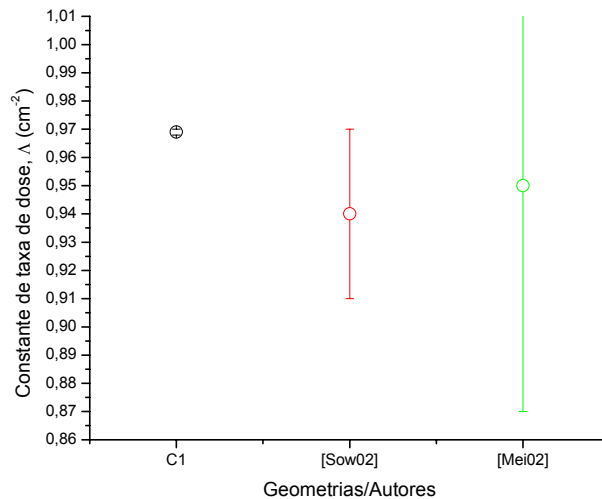
**Figura 4.24** - Comparação dos resultados da função de anisotropia 2D experimentais com os simulados para uma distância radial de 3 cm para as geometrias.

O acordo entre os dados obtidos por simulação é bastante aceitável. No entanto quando comparados os valores de simulação com os valores obtidos experimentalmente verifica-se que para ângulos polares reduzidos os resultados experimentais têm uma função de anisotropia até 20% superior, o que comprova que a geometria não foi bem modelada ao nível dos topos. Por outro lado a geometria C2 e H nas simulações com fantoma de água revelaram para essa gama de distâncias radiais e para ângulos reduzidos resultados superiores em cerca de 10-15% para a função de anisotropia 2D. Estes resultados confirmam que tanto a geometria C2 como a H se adequam melhor à verdadeira geometria da semente.

#### 4.6.3. *CONSTANTE DE TAXA DE DOSE*

A intensidade de kerma no ar foi calculada como já foi descrito anteriormente só que com a dose de referência à distância radial de 1cm em água sólida.

Na imagem 4.25 apresentam-se os resultados obtidos:



**Figura 4.25** - Valores da constante de taxa de dose obtidos neste trabalho em água sólida e nos trabalhos de referência.

Os resultados têm um bom acordo embora os resultados obtidos para o cilindro 1 sejam ligeiramente superiores aos dos restantes autores.

#### 4.7. *ESTUDO DA INFLUÊNCIA DAS TOLERÂNCIAS DE FABRICO NA DOSE*

As tolerâncias no processo de fabrico da semente EchoSeed 6733 não são conhecidas de modo exacto, nomeadamente ao nível dos seus topos, no entanto há dados para a semente 6711 [Kar01] que tem uma estrutura bastante semelhante à da semente deste estudo (excluindo ao nível das ondulações no invólucro de titânio), o mesmo fabricante e mesmos materiais, pelo que se pode considerar que possuem aproximadamente as mesmas incertezas de fabrico.

A figura 4.26 representa a semente OncoSeed 6711 e as suas dimensões.

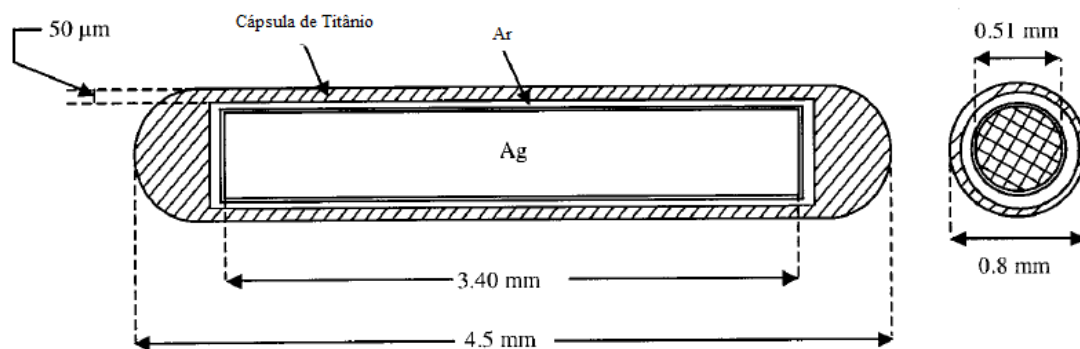
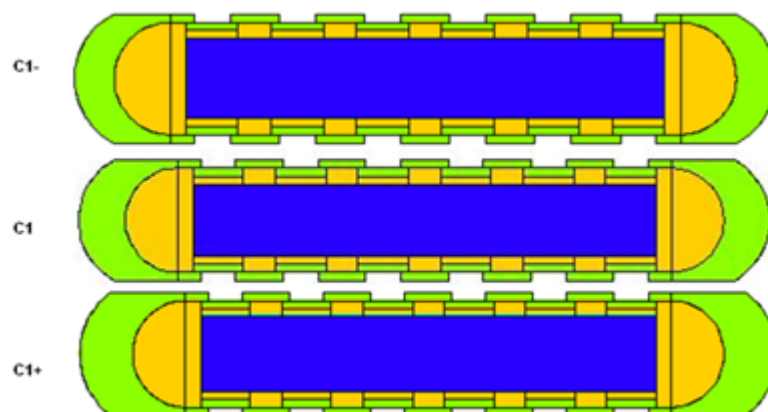


Figura 4.26 - Semente OncoSeed 6711 e as suas dimensões

A semente é constituída por um cilindro de prata com o comprimento de  $3,40 \pm 0,05$  mm de comprimento, com diâmetro igual a  $0,51 \pm 0,02$  mm e possui um revestimento de lodo com  $3 \pm 1$  µm de espessura. O seu encapsulamento é de titânio com uma espessura igual a 50 µm e diâmetro de  $0,80 \pm 0,1$  mm. Os seus topos são semi-esféricos com um raio de  $0,4 \pm 0,05$  mm.

Considerando que as tolerâncias desta semente são idênticas à deste estudo, podemos analisar a influência das incertezas de vários parâmetros da fonte. Considerando uma incerteza de  $\pm 0,05$  mm nos topos de cada uma da semente pode-se simular situações extremas, uma em que a camada de titânio é inferior em 0,05 mm ao valor médio e uma outra situação em que a semente possui uma camada 0,05 mm superior. Posteriormente comparam-se ambos os resultados com o valor médio.

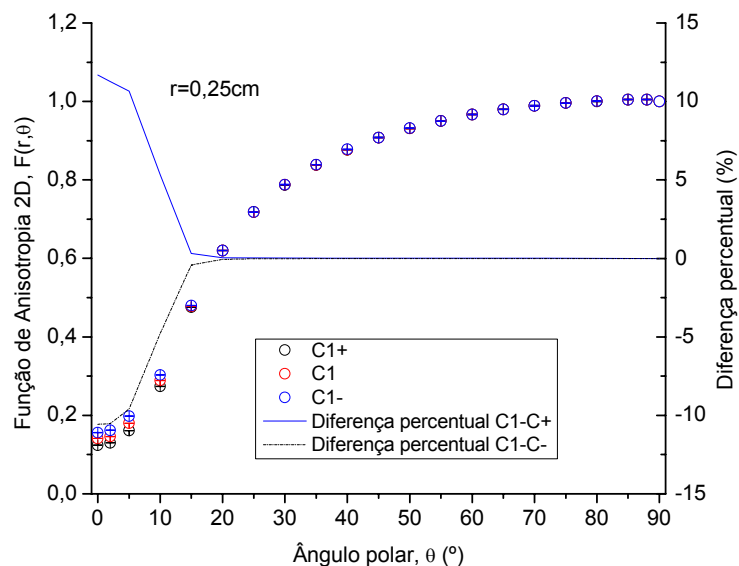
Escolheu-se a geometria C1 para efectuar este estudo onde se vai verificar a influência das incertezas de fabrico na função de anisotropia 2D, para tal simularam-se as 3 geometrias que se apresentam na figura 4.27 tal como foi descrito em 4.4.1.1.



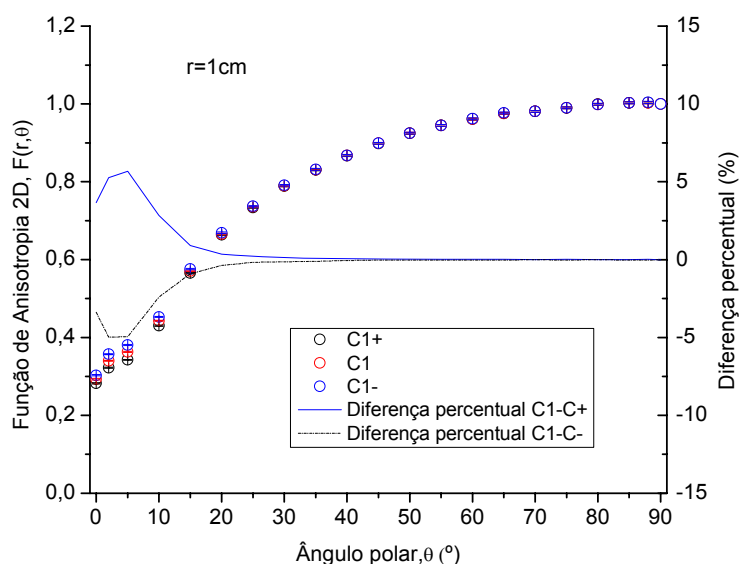
**Figura 4.27** - Representação das três geometrias utilizadas para representar os erros na geometria devido à incerteza do fabricante: C1- espessura dos topos é mínima, C1- espessura dos topos média, C1+ espessura dos topos máxima.

Simulou-se cada uma das geometrias 8E8 de histórias o que garantiu incertezas estatísticas inferiores a 2% a 7cm de distância com a configuração de SC's idêntica à já descrita para a função de anisotropia.

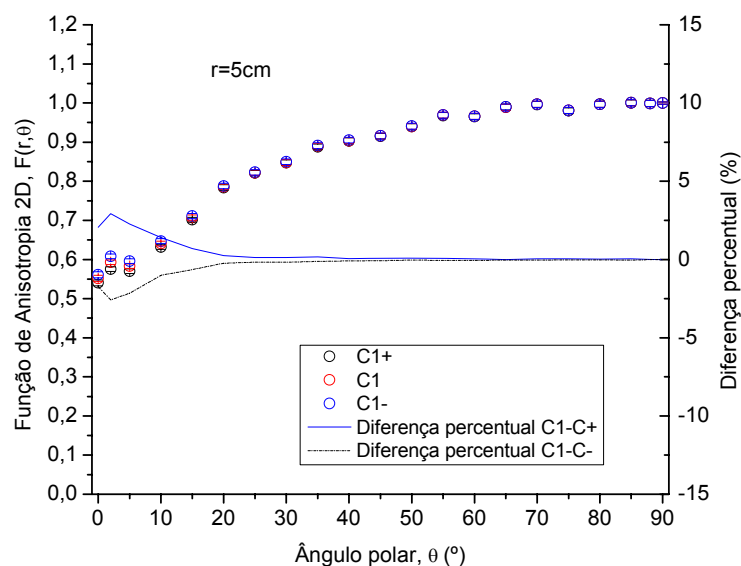
Apresentam-se de seguida nas figuras 4.28, 4.29 e 4.30 respectivamente, os gráficos das funções de Anisotropia obtidas para cada uma das geometrias e as respectivas diferenças percentuais para 3 distâncias radiais, a primeira a curta distância (0,25cm), a segunda a média distância (1cm) e a terceira para uma distância longa (5cm).



**Figura 4.28** - Comparação dos resultados da função de anisotropia para 3 espessuras dos topos distintas para uma distância radial de 0,25cm.



**Figura 4.29** - Comparação dos resultados da função de anisotropia para 3 espessuras dos topos distintas para uma distância radial de 1 cm.



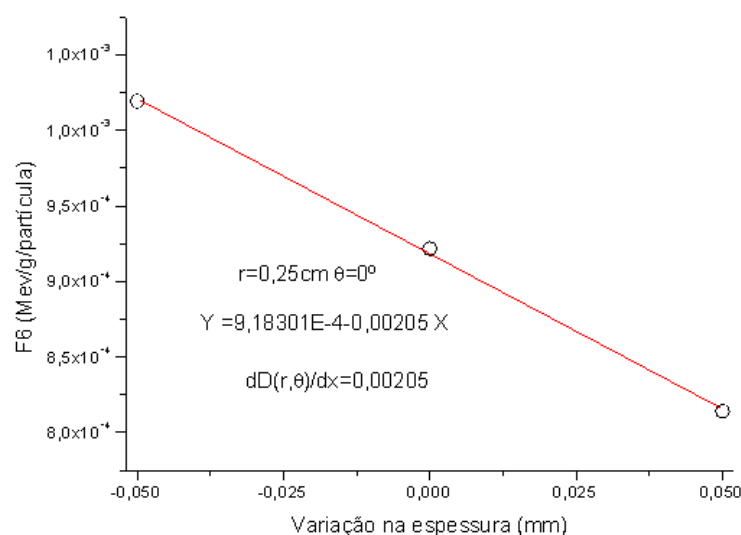
**Figura 4.30** - Comparação dos resultados da função de anisotropia para 3 espessuras dos topos distintas para uma distância radial de 5 cm.

Como se pode verificar há uma grande variação na função de anisotropia para devido ao aumento e à diminuição da espessura do titânio dos topos. A discrepância na função de anisotropia a curta distância chega a  $\pm 12\%$  do valor médio, tendo um valor máximo próximo dos  $2^\circ$  e diminui até chegar até cerca de  $20^\circ$ , após esse ângulo a influência da espessura dos topos na função de anisotropia começa a tornar-se desprezável. Acontece o mesmo para a distância radial de 1cm e de 5cm embora com o aumento da distância a influência da espessura dos topos na dose comece a diminuir para um máximo de 6% a 1cm de distância e um máximo de 2,5% a 5 cm de distância.

Com os dados obtidos é possível calcular a incerteza na dose devida à incerteza na espessura dos topos na semente. Para calcular essa incerteza seguiu-se o seguinte procedimento:

- 1) Para cada distância e ângulo de interesse calculou-se o gradiente de dose,  $\partial D(r, \theta) / \partial x$ , devido à incerteza na espessura;
- 2) Considerou-se que o conjunto de espessuras possíveis para o topo de cada semente segue uma distribuição rectangular, portanto, a incerteza padrão  $u$  é dada por:  $u = dx / \sqrt{3}$ ;
- 3) Calculou-se  $\Delta D = (\partial D(r, \theta) / \partial x) \times u$ , a influência da espessura na dose.

Para calcular o gradiente de dose para cada distância e ângulo de interesse, basta derivar a dose em ordem à variação da espessura, tal como é apresentado de seguida:



**Figura 4.31** - Gradiente de dose a uma distância arbitrária devido à espessura da semente.

Repetiram-se os cálculos indicados anteriormente para as distâncias radiais de 0,25cm, 1cm, 3cm e 5cm para os ângulos polares de 0°, 10° e 20° respectivamente, obtendo-se os seguintes resultados.

	Ângulo (°)	Distância Radial (cm)			
		0,25	1	3	5
<b>Incerteza devida à espessura (%)</b>	0°	6,420	2,033	1,046	1,094
	10°	2,923	1,511	0,837	0,695
	20°	0,030	0,208	0,238	0,142
<b>Incerteza estatística (%)</b>	0°	0,247	0,523	0,546	1,259
	10°	0,115	0,275	0,541	0,800
	20°	0,079	0,214	0,536	0,715
<b>Incerteza total (%)</b>	0°	6,424	2,100	1,180	1,668
	10°	2,925	1,536	0,997	1,060
	20°	0,084	0,298	0,587	0,729

**Tabela 4.6** - Variação angular e radial da incerteza estatística e devida à espessura.

Como se pode verificar a incerteza na dose devido à espessura é especialmente elevada para distâncias curtas e ângulos polares reduzidos, e ultrapassa a incerteza estatística para ângulos polares até aos 10° (pelo menos) até a distância radial de 3cm. Quando a incerteza na dose devida à espessura é da mesma ordem da incerteza estatística este teste perde o rigor, porém os valores obtidos a distâncias próximas da semente para ângulos reduzidos têm bastante interesse.

Analisando os resultados obtidos para todas as geometrias efectuadas para representar a semente EchoSeed podem-se retirar as seguintes conclusões:

- A geometria utilizada pelos outros autores não representa com o maior rigor possível a verdadeira geometria da semente. Este tipo de erro é repetitivo, isto é, apesar da simulação

ser efectuada para uma única semente num fantoma de água, a inserção dos valores obtidos nos sistemas de planeamento de dose vai incluir algumas incertezas que podem ser evitadas recorrendo a uma geometria mais complexa como a geometria C2 ou H.

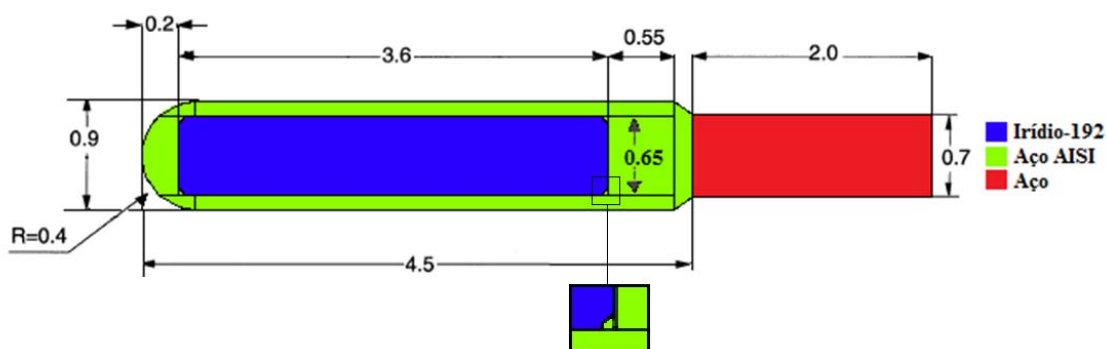
- As diferenças entre resultados a curtas distâncias são as mais importantes, devido aos elevados gradientes de dose e também porque em situações de tratamentos reais são implantadas algumas dezenas de sementes (figura 4.32), pelo que o volume efectivo de tecido que é afectado por estas incertezas é proporcional ao número de sementes implantadas e é a curtas distâncias que reside o interesse clínico de dose.
- As incertezas na dose devido a tolerâncias de fabrico não são tão importantes como podem eventualmente parecer para a simulação de uma única semente, porque com o elevado número de sementes administrado por paciente este efeito de certa forma é compensado.
- Não foram feitos estudos para avaliar o quanto a liberdade do cilindro de prata em cerca de 1mm de ar na semente influenciam a dose, visto este factor não parecer relevante quando comparado com outros factores.



**Figura 4.32** - Proximidade das sementes num tratamento de braquiterapia.







**Figura 5.2** - Dimensões em mm da geometria utilizada em para representar a semente Nucletron Microselectron V2, detalhe da extremidade do núcleo de irídio.

Os detalhes relativos às formas geométricas utilizadas para representar a semente encontram-se em [Phc09].

Como se pode verificar comparando a geometria real com a geometria simulada em Monte Carlo, trata-se de uma aproximação bastante razoável.

### 5.1.1. FICHEIROS DE ENTRADA

A análise dos ficheiros de entrada dos outros autores é bastante importante para justificar eventuais diferenças entre os valores de dose obtidos. Uma vez que todos os autores utilizaram a mesma geometria para modelar a semente, este parâmetro não será responsável por eventuais discrepâncias.

Como também já foi referido há interesse em fazer o estudo das emissões Beta do irídio que serão posteriormente consideradas.

No que diz respeito a outros factores como energia de corte, *cutoff*, o *tally* a utilizar, a necessidade de seguir ou não os electrões é necessário fazer uma análise mais fina do que foi necessário para a semente de I-125 porque a gama de energias é mais elevada, e, por exemplo, a distâncias muito curtas da fonte não há equilíbrio electrónico, pelo que surge a necessidade de utilizar outro tally que não o F6 e também a necessidade de seguir electrões.

	[Das97]	[Tay08]	Este estudo
<b>Código</b>	MCPT	EGSnrc	MCNPX
<b>Secção eficaz</b>	DLC-99	XCOM	ENDF/B-VI.8 (EPDL97)
<b>Energia de cut-off</b>	*	1 keV	1 keV
<b>Tally</b>	Kerma de colisão	Kerma de colisão	F6/*F8
<b>Espectro</b>	*	*	[Nuc09]
<b>Transporte de electrões</b>	Depositados localmente	Depositados localmente	Depositados localmente/simulados

\*Sem informação

**Tabela 5.1** - Comparação dos dados de entrada dos diferentes estudos.

Relativamente às secções eficazes, tal como já tinham sido indicadas as mais recentes são a XCOM e EPDL97. A energia de cut-off de 1keV é razoável e não deve ser substituída por uma energia maior ainda que diminua o tempo de simulação. O espectro de Ir-192 utilizado neste trabalho encontra-se no anexo D.

Quanto ao tally a utilizar este dependerá da distância radial que se pretende calcular, uma vez que a distâncias radiais inferiores a 0,2cm não há equilíbrio electrónico [Bal09] e portanto deve-se utilizar o tally \*F8 e transportar electrões (MODE P E do MCNPX).

Os espectros da fonte ainda que não sejam explicitamente indicados pelos autores não devem causar grandes discrepâncias entre os valores. O espectro utilizado neste trabalho é constituído por raios-X (que correspondem aos picos menos energéticos com energias inferiores a 100 keV) e por fotões gama (com energias até aos 1,38 MeV). Devido à enorme quantidade de picos que constituem o espectro optou-se por não simular os raios-X com uma intensidade relativa inferior a 1% não só por possuírem uma probabilidade de ocorrência diminuta, mas também por dificilmente penetrarem na camada de aço e não contribuírem para a dose. Para raios gama de energias médias foram considerados fotões com uma probabilidade relativa superior a 0,01% e para energias superiores a 0,7 MeV consideraram-se todos os fotões.

## 5.2. FORMALISMO DE DOSE

O formalismo adoptado para sementes de baixa energia e que foi utilizado para a semente de EchoSeed 6733 também é recomendado para sementes com energia média superior a 50 keV [Liz07]. Há também outro formalismo que recorre a tabelas de “ao comprimento e à distância” ou simplesmente tabelas *along-away* que constituem um formalismo particularmente útil para sementes que não são simétricas, como é o caso que estamos a estudar.

A análise da semente vai então começar por ser feita segundo o formalismo do TG-43, e posteriormente pelas tabelas de *along-away*.

## 5.3. FUNÇÃO DE DOSE RADIAL

A função de dose radial foi descrita no capítulo 4 e está relacionada com a atenuação e dispersão de fotões ao longo do eixo bissector transversal da semente.

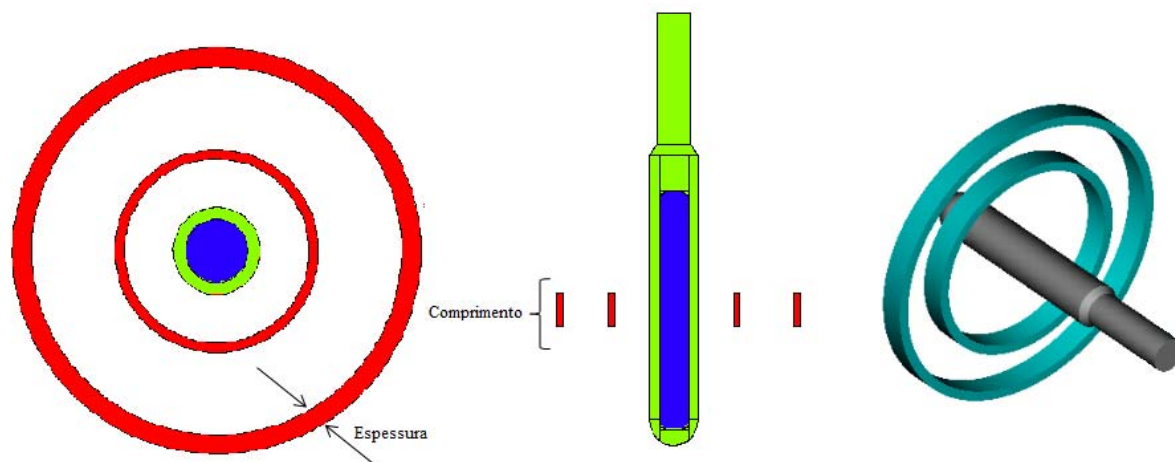
Tal como foi feito para a semente de Ir-192 é necessário estudar as scoring cells a utilizar, porque a gama de energias envolvida é diferente.

### 5.3.1. ESTUDO DAS SCORING CELLS

As dimensões das scoring cells utilizadas obedecem a restrições semelhantes as que foram impostas para a semente de Ir-192. Mais uma vez o gradiente é bastante mais elevado na zona perto da semente, isto é, para distâncias radiais reduzidas. Por outro lado, apesar de não haver simetria da semente para este caso pode-se utilizar a mesma configuração das células ou seja:

- 2 cilindros concêntricos;

- 2 planos paralelos.



**Figura 5.3** - Representação das scoring cells escolhidas.

Onde, mais uma vez, a diferença dos raios dos cilindros vai determinar a espessura das células e o espaçamento entre os planos paralelos vai determinar o seu comprimento. A figura 5.3 representa as SC's utilizadas. Após decidida a geometria das células a utilizar, fez-se um estudo para avaliar a influência das duas dimensões referenciadas na figura 5.3, a espessura e o comprimento na dose, para as diferentes distâncias radiais.

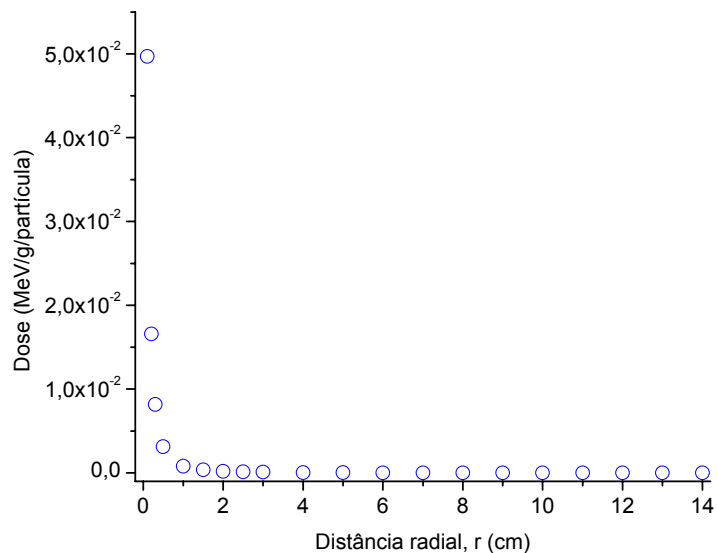
O estudo das dimensões das células é bastante semelhante ao estudo efectuado para a semente de iodo, com algumas diferenças que vão ser referidas para cada caso.

### 5.3.2. *ESPESSURA*

Para otimizar a espessura das SC's para células com uma distância radial superior a 0,2 cm fez-se uma simulação de  $8E7$  de histórias (cerca de 8 horas de duração) o que possibilitou obter uma incerteza estatística inferior a 0,35 % a 14 centímetros de distância radial com o tally F6, para cada célula utilizou-se uma espessura de 0,1 mm.

Para a distância radial de 0,2cm utilizou-se o tally \*F8 e activou-se o modo P E que com  $2E8$  de histórias (cerca de 5 dias de simulação) o que permitiu obter uma incerteza estatística de máxima de 0,5% a 14cm de distância radial. Como se pode verificar em termos computacionais é muito mais pesado simular com o tally \*F8 razão pela qual esse tally tem sido evitado até agora, mesmo que se obtenham resultados semelhantes para o F6.

A figura 5.4 apresenta os valores de dose obtidos para 20 distâncias radiais distintas:



**Figura 5.4** - Valores de dose em função da distância radial.

Como se podia esperar há um elevado gradiente de dose ate cerca de 1cm de distância radial.

Com os dados da figura 5.4 foram efectuados uma série de estudos idênticos aos que foram apresentados na para a EchoSeed 6733 na secção 4.3.1.1 o que permitiu calcular os valores de espessura a utilizar de acordo com a distância radial:

$$\text{Valores de espessura utilizados} \left\{ \begin{array}{l} t = 0,01\text{cm}, r \leq 0,2\text{cm} \text{ (fora do equilíbrio electrónico)} \\ t = 0,02\text{cm}, 0,2\text{cm} < r < 1\text{cm} \\ t = 0,05\text{cm}, 1\text{cm} \leq r < 2,5\text{cm} \\ t = 0,1\text{cm}, 2,5\text{cm} \leq r < 14\text{cm} \end{array} \right.$$

### 5.3.3. COMPRIMENTO

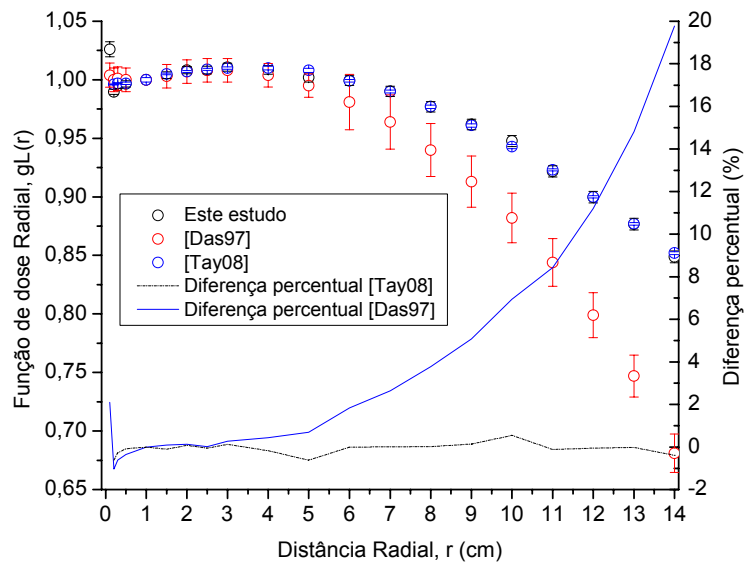
Para se estudar o efeito do comprimento das *scoring cells* fizeram-se estudos idênticos aos referidos para a semente a EchoSeed 6733 os resultados obtidos foram semelhantes, restando apenas acrescentar que as funções obtidas não foram simétricas como no gráfico 4.10 porque a semente não é simétrica devido ao tubo de aço.

Os resultados obtidos foram os seguintes:

$$\text{Valores de comprimento utilizados} \left\{ \begin{array}{l} l = 0,05\text{cm}, r < 1\text{cm} \\ l = 0,1\text{cm}, r \geq 1\text{cm} \end{array} \right.$$

### 5.3.4. RESULTADOS

Utilizando as *scoring cells* descritas anteriormente calculou-se a dose a 20 distâncias radiais distintas entre os 0,1cm e os 14cm, com um total de 1.5E7 histórias a zona dentro do equilíbrio electrónico e 2E8 de histórias para fora do equilíbrio, o que corresponde a 15horas de simulação. Com este número de histórias foi possível obter incertezas inferiores a 0,5%.



**Figura 5.5** - Função de dose Radial e comparação dos dados com os de [Das97] e [Tay08].

Os resultados obtidos estão representados na figura 5.5. Como se pode verificar estes têm uma concordância excelente com os resultados de [Tay08] embora nesse trabalho não haja valores fora da zona de equilíbrio electrónico.

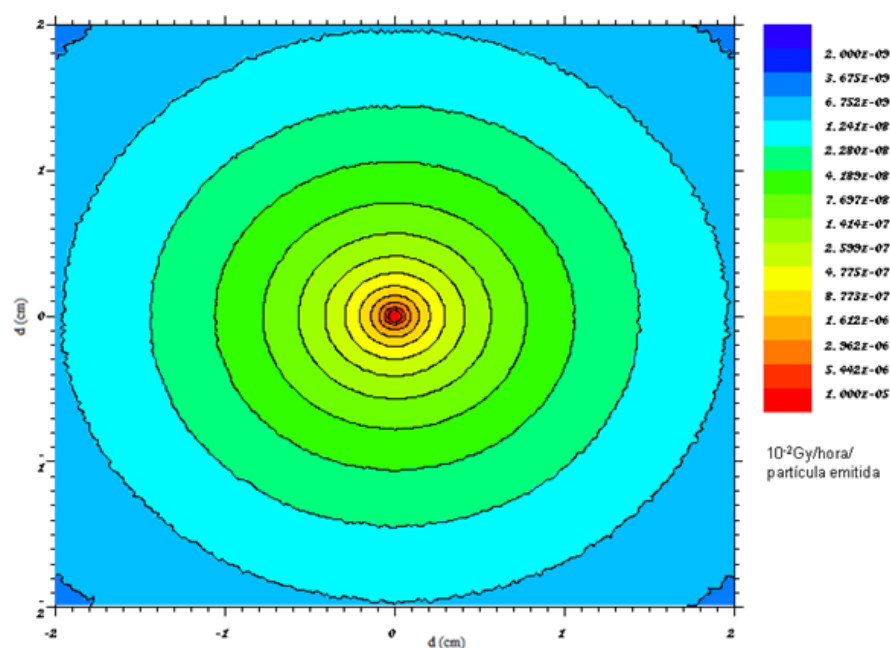
Quando se compara os valores obtidos com os de [Das97] o acordo é bom até aos 6cm com discrepâncias até 2%, mas após essas distâncias o valor de função de dose radial desse trabalho começa a afastar-se gradualmente dos valores obtidos alcançando uma diferença percentual de quase 20%. Uma vez que as 3 geometrias são iguais e os resultados no que diz respeito ao estudo das dimensões das células de medida não indiquem que a essa distância possam causar grandes discrepâncias, as diferenças de resultados podem ser devido as secções eficazes serem mais antigas, ou também devido às dimensões das SC's.

A tabela 5.2 apresenta as regressões polinomiais e o intervalo no qual são válidas para as 3 geometrias.

$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	Intervalo (cm)	$R^2$	$\chi^2/dof$
0,98856	0,00454	0,00409	8,8831E-4	6,22656E-5	1,57461E-6	0,2 - 14	0,99914	2.849E-6
			4	5	6			

**Tabela 5.2** - Valores dos índices da regressão polinomial de grau 5.

Em que as distâncias radiais consideradas correspondem às que o ajuste tem uma discrepância inferior a 2% entre os valores da função e os valores obtidos.



**Figura 5.6** - Distribuição da taxa dose em torno do plano transversal à semente.

A figura 5.6 é um mapa de distribuição de dose absorvida num fantoma de água feito no perpendicular no centro da semente, com uma malha de 400x400 nós num intervalo de 4 centímetros de largura.

Tal como acontece para a semente EchoSeed 6733 distância radial muito próxima da semente na ordem de 1mm a dose é 2 a 3 ordens de grandeza superior à dose depositada a 1cm da semente. Comparando a taxa de dose por partícula emitida desta semente com a da EchoSeed verifica-se que para a distância de referência a taxa de dose é cerca de 1 ordem de grandeza superior por partícula emitida.

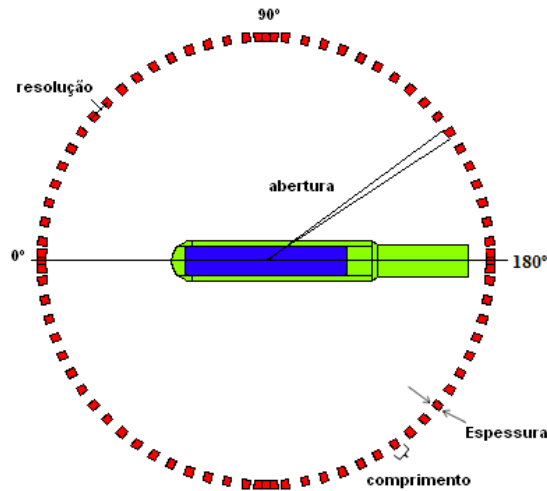
## 5.4. FUNÇÃO DE ANISOTROPIA 2D

Uma vez que esta semente tem particularidades geométricas distintas da semente EchoSeed o estudo das SC's terá que ser feito de um modo distinto do que foi feito até agora. Nesta secção vai-se fazer o estudo das SC's para a função de anisotropia da semente Nucletron Microselectron V2 e também estudar a variação da dose em função do ângulo polar a diferentes distâncias radiais.

### 5.4.1. ESTUDO DAS SCORING CELLS

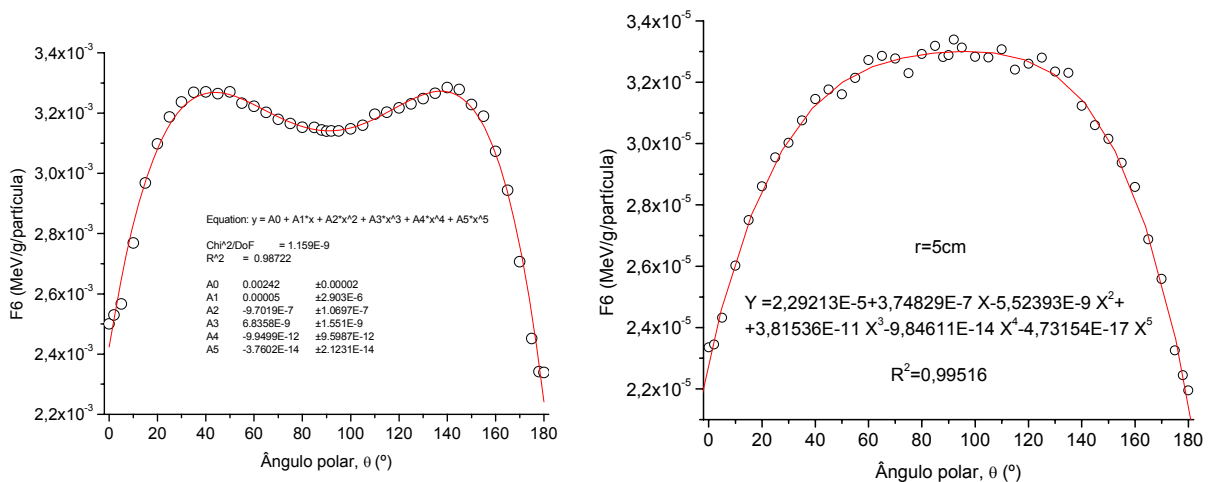
O estudo das scoring cells da semente deve ser feito tendo em conta que devido ao facto de a semente não ser simétrica relativamente ao seu eixo mediano, os ângulos polares nos quais será medida a dose serão entre os 0 e os 180° e não entre os 0 e os 90° como foi feito para a semente EchoSeed. No entanto a sua configuração pode manter-se, sendo a sua geometria dada por:

- 2 esferas concêntricas;
- 2 planos paralelos;
- 2 planos oblíquos.



**Figura 5.7 - Scoring cells** utilizadas para a função de anisotropia com indicação das dimensões abertura, espessura e largura.

Foram efectuados uma série de testes tal como foi feito para a semente Echoseed que revelaram que as células utilizadas têm as dimensões adequadas para se considerar que não influenciam a dose. Na figura 5.8 apresentam-se os resultados obtidos da dose em função do ângulo polar para duas distâncias radiais distintas.



**Figura 5.8 - (a)** Dose em função do ângulo polar para uma distância radial de 0,5cm. **(b)** Dose em função do ângulo polar para uma distância radial de 5 cm.

Analisando ambos os gráficos há vários factores a realçar. Em primeiro lugar a distribuição de dose em função do ângulo polar assume comportamentos perfeitamente distintos em função da distância, sendo que estas diferenças ainda são mais notórias do que para o caso da semente EchoSeed. Para a distância radial de 0,5cm é de realçar que os máximos de dose são a aproximadamente 40° e a 140° e que, tal como seria de esperar, a função não é exactamente



simétrica visto que para ângulos bastante elevados a dose é inferior em cerca de 6% menor devido ao tubo de aço.

Resta analisar a razão pela qual o máximo de dose não se encontra a  $90^\circ$ . Há 3 factores que vão influenciar a deposição de dose em torno da semente: a auto-absorção de fótons na própria semente, a absorção de fótons na água e o ângulo sólido segundo o qual cada SC vê a semente.

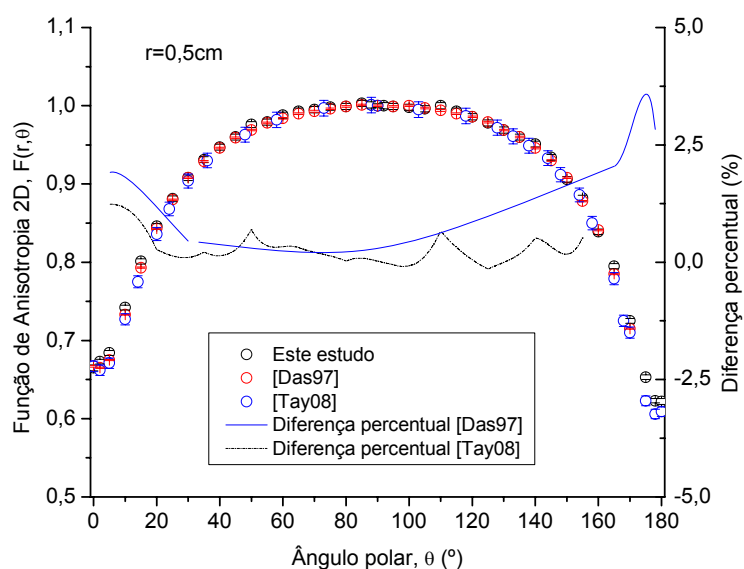
Para ângulos polares bastante reduzidos ou bastante elevados a baixa dose deve-se essencialmente à auto-absorção de fótons nos topos da semente e também devido ao ângulo sólido diminuto que as SC vêm.

Para ângulos polares na ordem dos  $30-50^\circ$  e  $130-150^\circ$  há um comportamento que varia com a distância radial: para curtas distâncias devido à geometria da semente estas SC estão mais próximas da fonte portanto há menor absorção de fótons na água, o que justifica um incremento de dose nesses ângulos. Para distâncias radiais maiores esse efeito é desprezável e a principal justificação para esses valores de dose prende-se com o ângulo sólido que as SC vêm a semente.

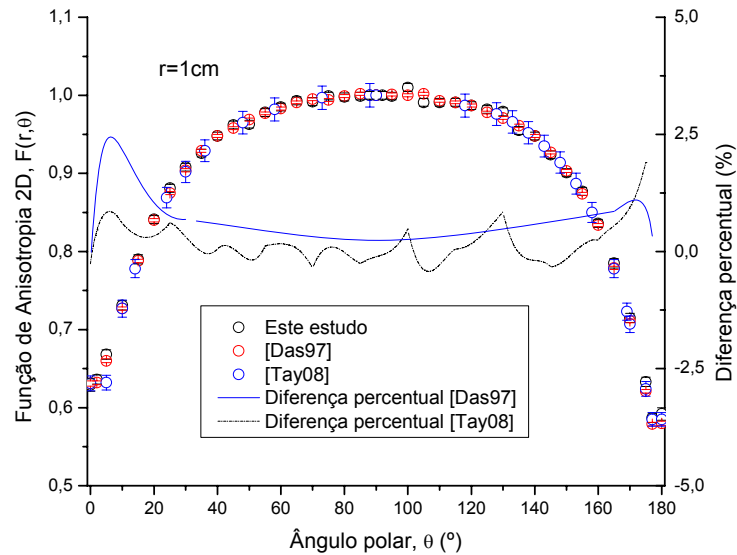
Para ângulos polares perto dos  $90^\circ$  a curtas distâncias a dose diminui ligeiramente porque as células se encontram mais afastadas das extremidades da fonte e a distâncias maiores este efeito perde importância.

#### 5.4.2. RESULTADOS

Simularam-se os resultados da função de Anisotropia 2D para 10 distâncias radiais distintas e para 38 ângulos polares. Um total de  $1,5E8$  de histórias garantiu uma incerteza estatística inferior a 1,5% para uma distância radial de 7cm. Seguem-se alguns dos resultados obtidos para a distância radial de 0,5cm (figura 5.9), para a distância radial de 1cm (figura 5.10) e para a distância radial de 5 cm (figura 5.11). No anexo E encontram-se os resultados obtidos para as 10 distâncias radiais. Todos os resultados foram comparados os resultados de outros autores.



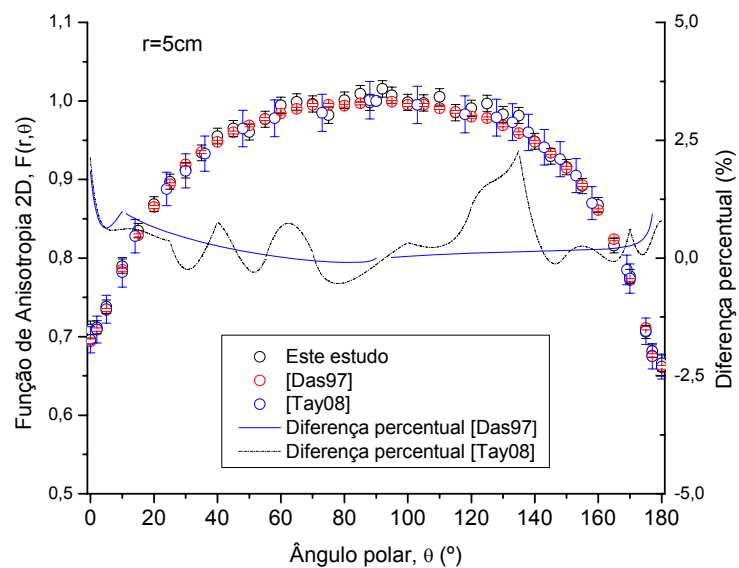
**Figura 5.9** - Comparação da função de anisotropia 2D a 0,5 cm com os resultados de [Das97] e [Tay08].



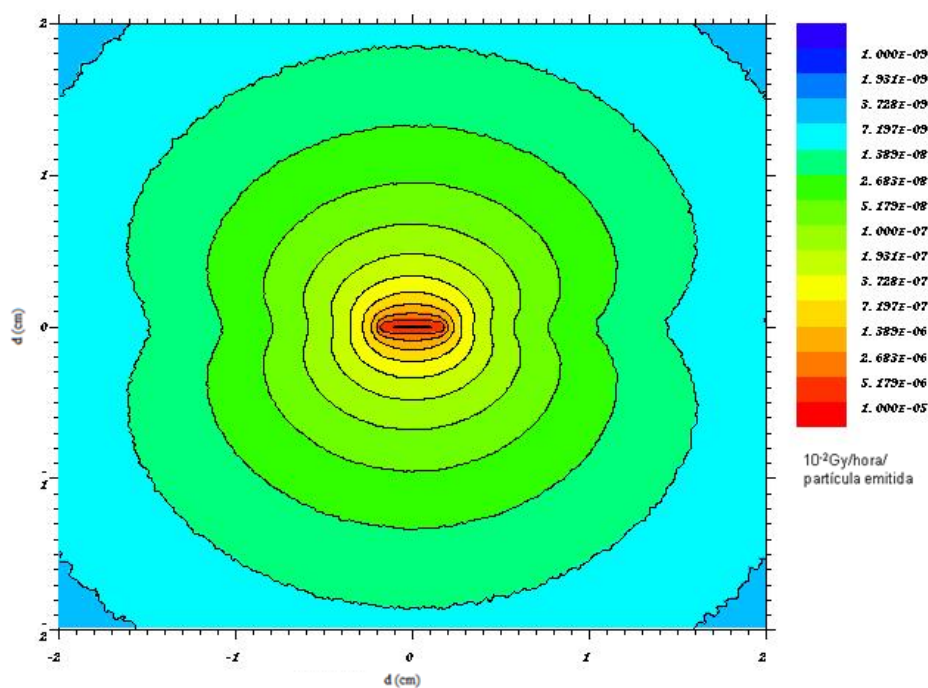
**Figura 5.10** - Comparação da função de anisotropia 2D a 1 cm com os resultados de [Das97] e [Tay08].

Analisando os valores dos gráficos de anisotropia 2D para as três distancias radiais verifica-se que os resultados obtidos nos 3 trabalhos foram bastante semelhantes, o que já seria de esperar uma vez que as geometrias simuladas foram as mesmas. Como se pode verificar há uma ligeira assimetria na função, isto deve-se ao tubo de aço que se encontra a  $180^\circ$  da semente (segundo o formalismo seguido) o que faz com que os valores da função de anisotropia nessa zona sejam inferiores aos da zona de  $0^\circ$ . Fora a zona de influência do tubo de aço pode-se dizer que a função é simétrica.

Apesar dos valores da função de [Das97] serem retirados de ângulos polares ligeiramente diferentes o que não permite fazer uma comparação directa, mas indica com rigor o andamento da função. Relativamente às diferenças percentuais entre os resultados verifica-se que diminuem com a distância, sendo que para a distância radial de 0,5cm a diferença percentual entre os resultados atinge valores próximos dos 4% e com o aumento da distância radial desde até valores pouco inferiores a 2%.



**Figura 5.11** - Comparação da função de anisotropia 2D a 5 cm com os resultados de [Das97] e [Tay08].



**Figura 5.12** - Distribuição da taxa dose em torno do longitudinal da semente.

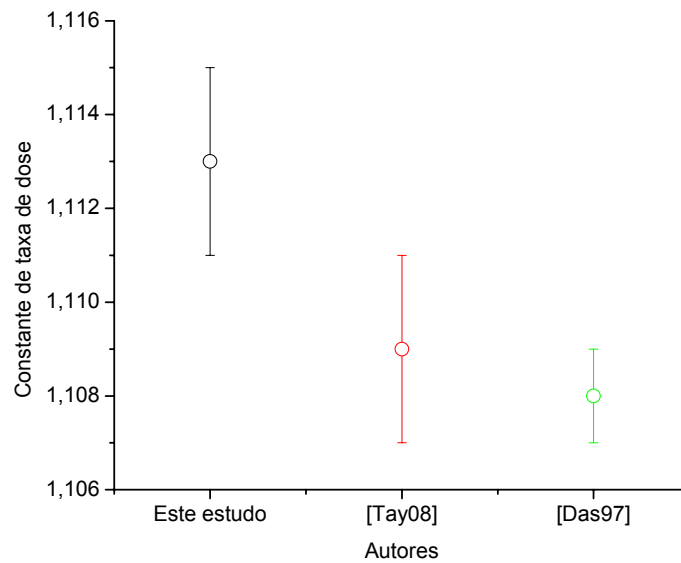
O gráfico da figura 5.12 representa a distribuição da taxa de dose em torno do plano longitudinal da semente numa grelha com 400x400 nós. Os resultados são semelhantes aos obtidos pela função de anisotropia 2D. É de realçar uma ligeira assimetria entre o perfil da dose, mais uma vez devido ao cilindro de aço.

### 5.5. CONSTANTE DE TAXA DE DOSE

A constante de taxa de dose  $\Lambda$  é dada pelo quociente da taxa de dose no ponto de referência e a intensidade de kerma no ar medida em vácuo a distâncias tipicamente na ordem de 1 metro com uma energia de *cut-off* de 10keV.

A intensidade de *kerma* no ar foi calculada a uma distância radial de 100cm recorrendo ao tally F4 utilizando como referência nas dimensões WAFAC.

O resultado obtido encontra-se na figura 5.13:

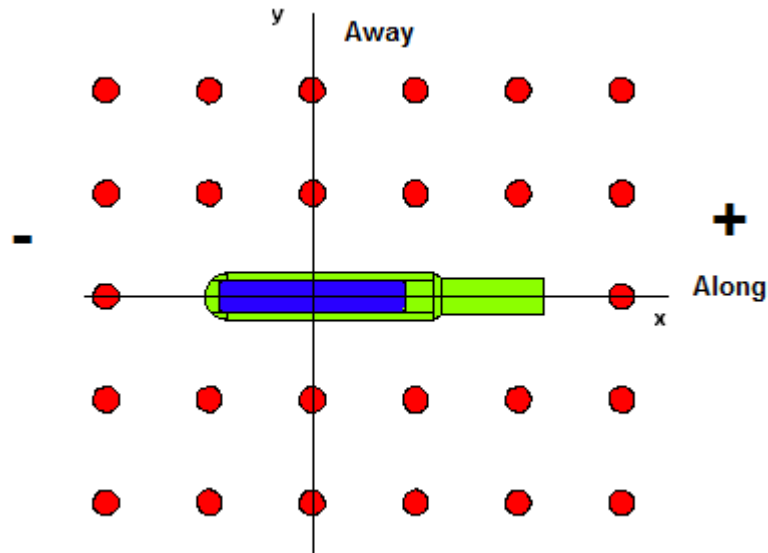


**Figura 5.13** - Valores da constante de taxa de dose dos diferentes autores.

Os resultados obtidos são mais próximos dos de [Tay08] do que dos de [Das97] provavelmente devido as secções eficazes utilizadas.

## 5.6. FORMALISMO ALONG-AWAY

O formalismo *along-away* é utilizado em vários trabalhos [Das97][Lls00][Tay08]. É um formalismo bastante simples, funcionando como um sistema de coordenadas cartesiano, particularmente útil para sementes assimétricas.



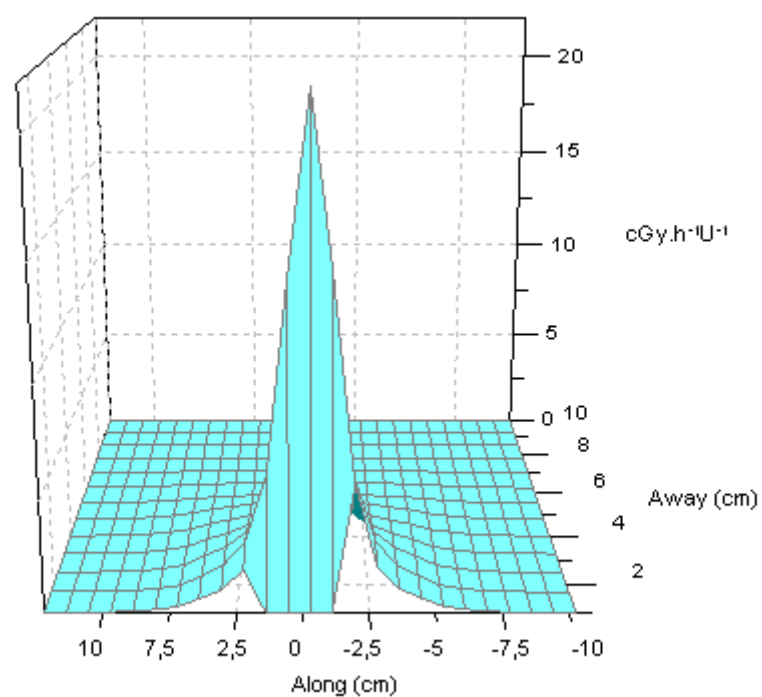
**Figura 5.14** - Scoring cells utilizadas para o cálculo de tabelas de *along-away*.

A dose é calculada nos nós de uma malha, tal como é apresentado na figura 5.14. A medida *along* diz respeito aos nós unidos por rectas paralelas ao eixo dos  $xx'$  enquanto a medida *away* diz respeito nós unidos por rectas paralelas ao eixo dos  $yy'$ . Como a semente é simétrica relativamente ao eixo das abcissas, só há medidas *away* positivas, sendo que para cada SC. são consideradas 2 esferas, uma com ordenada positiva e outra com ordenada negativa e a dose é calculada nas duas o que permite diminuir a incerteza estatística.

Fez-se uma simulação com  $1E6$  histórias para 25 séries de nós *along* situadas entre os -10cm e os 10cm e nós 13 *away* até aos 10cm com incertezas estatísticas inferiores a 1,5%.

As SC utilizadas foram esféricas com um raio de 0,25mm para distâncias *along* e *away* inferiores a 1cm e com um raio de 0,5mm para as outras distâncias e o tally utilizado foi o F6. A razão pela qual se variou o raio prende-se com o facto de o gradiente ser muito mais elevado a curtas distâncias da semente. Cada valor foi normalizado em função da intensidade de kerma no ar.

A figura 5.15 consiste numa representação gráfica dos resultados obtidos:



**Figura 5.15** – Representação gráfica da tabela *along-away*.

É de realçar os valores mais altos próximos da semente seguidos de um gradiente bastante elevado nas imediações da semente. É visível também a assimetria da semente. Os resultados obtidos estão de acordo com os de Tay[08].

No anexo F encontra-se uma tabela *along-away* com os resultados obtidos.

## 5.7. DOSIMETRIA BETA

Como já foi referido, o Ir-192 é também um emissor  $\beta^-$  negativo. Devido ao seu encapsulamento em aço é de esperar que a contribuição dos electrões para a dose seja reduzida, no entanto é interessante efectuar o estudo da função de dose radial  $\beta^-$  e comparar a dose devido à emissão de electrões com a dose dos fotões .

Energia máxima (keV)	Intensidade Relativa (%)	Modo de decaimento
136,6	0,102	$\epsilon$
258,65	5,605	$\beta^-$
355,83	3,98	$\epsilon$
465,92	0,677	$\epsilon$
538,78	41,76	$\beta^-$
675,12	48,03	$\beta^-$

**Tabela 5.3** - Espectro Beta do Ir-192

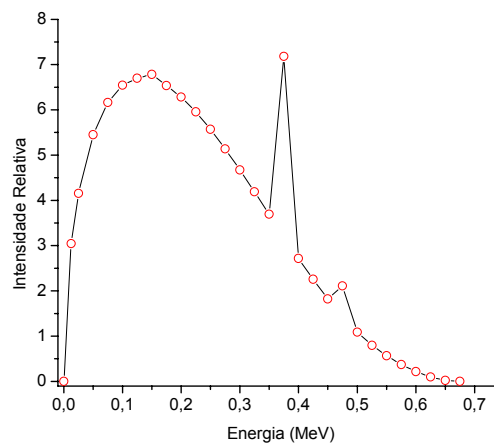
Para as emissões  $\beta^-$  apenas uma pequena porção da energia total é convertida em energia cinética do electrão, sendo a restante cedida ao antineutrino. O espectro de energia de cada emissão  $\beta^-$  da tabela é dado por [Smi00]:

$$N(W)dw = \frac{|P|^2}{\tau_0} F(Z, W) \sqrt{(W^2 - 1)} (W^2 - W)^2 W dw$$

O que dá o número de partículas emitidas entre o intervalo de energia  $W$  e  $W+dW$  onde  $W = (E_\beta/m_0c^2) + 1$  e  $W_0 = (E_{\beta,max}/m_0c^2) + 1$ . Os valores de  $|P|^2$ ,  $\tau_0$  e  $F(Z, W)$  são valores constantes que não interferem com a probabilidade relativa de cada partícula.

Os níveis de energia cujo modo de decaimento corresponde à conversão interna são picos de apenas uma energia.

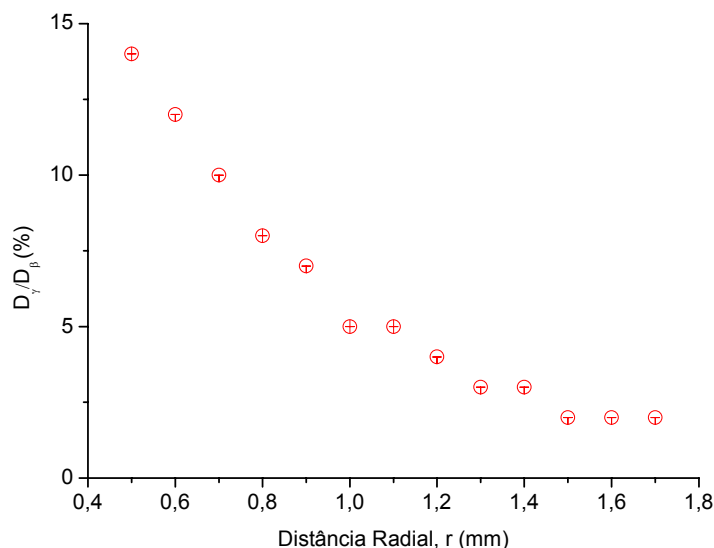
Combinando os três espectros  $\beta^-$  e os três picos de conversão interna obtém-se o seguinte gráfico:



**Figura 5.16** - Espectro  $\beta^-$  utilizado neste trabalho.

Simularam-se 5E8 historias com o espectro já indicado em modo P E e com o tally \*F8 com as scoring cells descritas em [Bal01].

Realizou-se uma outra simulação nas mesmas condições mas para a fonte gama, sabendo que a fonte de Ir-192 emite 2,33 fótons por cada electrão é possível calcular a razão entre a dose das emissões  $\beta$  e a dose devido aos fótons:



**Figura 5.17** - Razão entre a dose dos electrões e a dose dos fótons em função da distância.

Como se pode verificar, a curtas distâncias a dose dos electrões emitidos pela fonte não pode ser desprezada, sendo de cerca de 15% da dose total imediatamente após o invólucro de aço a sua importância até aos 5% a 1mm de distância radial e vai diminuindo gradualmente de percentagem relativamente aos fótons à medida que a distância radial se torna maior, estando de acordo com os resultados obtidos em [Bal01].

A distâncias maiores a dose de fótons de bremsstrahlung induzida por electrões pode chegar ate 0,2-0,3% [Mce09].



## CONCLUSÃO

---

Após 100 anos desde os primórdios da braquiterapia, esta continua a constituir uma actividade dinâmica e em crescimento. As possibilidades de investigação são imensas, assim como as novas oportunidades e desafios.

O trabalho desenvolvido nesta tese abrangeu diferentes áreas onde actualmente se faz investigação em braquiterapia. Foram desenvolvidos estudos dosimétricos para duas sementes com características distintas, a EchoSeed 6733 (LDR) e a Nucletron Microselectron v2 (HDR).

Foram calculadas diversas grandezas dosimétricas descritas no formalismo de dose do TG-43 do AAPM, e outros formalismos como as tabelas de along-away e obtiveram-se resultados concordantes com outros resultados publicados.

Foram efectuados diversos estudos para obter resultados sólidos, como a influência de aproximações geométricas da semente, da tolerância de fabrico e do volume das células de registo nos de dose obtidos em torno das sementes.

Os resultados obtidos no que diz respeito à função de dose radial revelaram que esta decresce mais rapidamente para as sementes de I-125 do que para as de Ir-192, isso deve-se essencialmente à menor energia.

No que diz respeito à função de anisotropia 2D, verificou-se também que o factor mais importante a curtas distâncias é a geometria da semente, sendo que a energias maiores da fonte correspondem também valores mais elevados desta função.

O estudo feito para estas sementes constitui uma importante tarefa computacional para o projecto T2.J06 “increasing cancer treatment efficacy using 3D brachytherapy”.

Apesar de todos os avanços a técnica de braquiterapia continua a evoluir o futuro passará pela criação de novas sementes e radionuclidos como o  $^{169}\text{Yb}$  e o  $^{252}\text{Cf}$ . Acreditamos que o futuro também passará pelo projecto T2.J06 “increasing cancer treatment efficacy using 3D brachytherapy” e pela criação de novos padrões primários de medição de dose em água.

- [Aap95] Nath, R., Anderson, L. L., Luxton, G., Weaver, K. A., Williamson, J. F., Meigooni, A. S. Dosimetry of interstitial brachytherapy sources: recommendations of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 43. *Medical Physics* 1995; 22 (1), , 209-34.
- [Aap99] Nath, R., et al. Intravascular brachytherapy physics: Report of the AAPM Radiation Therapy Comitee Task Group No.60. *Medical Physics* 1999; 26: 119-152.
- [Aap04] Rivard, M. J., Coursey, B. M., DeWerd, L. A., Huq, M. S. Ibbott, G. S., Mitch, Nath, R., Williamson, J. F. Update of AAPM Task Group No. 43 Report: A revised AAPM protocol for brachytherapy dose calculations. *Medical Physics* 2004; 31: 633–674.
- [Aap07] Rivard, M. J., Coursey, B. M., DeWerd, L. A., Huq, M. S. Ibbott, G. S., Mitch, Nath, R., Williamson, J. F. Update of AAPM Task Group No. 43 Report: A revised AAPM protocol for brachytherapy dose calculations, *Medical Physics* 2004; 31: 633–674.
- [Ago03] Agostinelli,S., et al. 2003 Geant “a simulation toolkit”. *Nucl. Instrum. Methods* 2003; 506: 250–303.
- [Amb09] <http://www.americanbrachytherapy.org/aboutBrachytherapy/history.cfm> (Julho 2009)
- [And95] Anderson, L. L. Dose specification and quantification of implant quality in brachyterapy physics- Williamson J.F., Thomadsen B.E., Nath R., *Medical Physics publishing*, 1995; 301-321.
- [Att86] Attix, F.H. “Introdotution to Radiological Physics and Radiation Dosimetry”, Wiley, New York, 1986.
- [Bal01] Baltas, D., Karaiskos, P., Papagiannis, P., Sakelliou, L., Loeffler, E. Zamboglou, N. Beta versus gamma dosimetry close to Ir-192 brachytherapy sources. *Medical Physics* 2001; 28: 1875-1882.
- [Bal09] Ballester, F., Granero, D., Pérez-Caçatayud. José., Rivard, M.J., Melhus, C.S., Pujades-Claumarchirant, M.C. Estudio del equilibrio electrónico y de la contribución de los electrones a la dosis cerca de fuentes de fotones en braquiterapia. sefmsefr alicante, 2009.
- [Bar95] Baró, J., Sempau, J., Fernandez-Varea, J. M., Salvat. F. PENELOPE: an algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter *Nucl. Instrum. Methods* 1995.
- [Ber63] Berger, M., J. Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles *Methods in Computational Physics vol 1* (New York: Academic) 1963, 135–215.

- [Ber88] Berger, M.J., Seltzer, S., M. Monte Carlo Transport of Electrons and Photons, New York Plenum, 1988.
- [Bie00] Bielajew, A., F. Photon Monte Carlo simulation, Chapter 12 in Fundamentals of the Monte Carlo Method for Neutral and Charged Particle Transport, pp 161-178, University of Michigan, 2000.
- [Bin06] Binesh. A., Molavi. A., Asgahar., Hamidreza. M. Monte Carlo Dose distribution calculation of  $^{103}\text{Pd}$  Source in water and soft tissue phantoms using MCNP, springerlink, 2006.
- [Boh03] Bohm, T. D., DeLuca, T.M. Jr., DeWerd, L. A., Brachytherapy dosimetry of  $^{125}\text{I}$  and  $^{103}\text{Pd}$  sources using an updated cross section library for the MCNP Monte Carlo transport code, Medical Physics 2003; 30, 701-711.
- [Bri93] Briemeister, J.F., MCNP<sup>TM</sup> A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Los Alamos National Laboratory Report, 1993.
- [Bri08] Briesmeister, J.F., MCNPX<sup>TM</sup> USER'S MANUAL, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, 2008.
- [Das97] Daskalov G. M., *et al.* Monte Carlo-aided dosimetry of a new high dose-rate brachytherapy source, Medical Physics, 1998; 25: 2200–2208.
- [Das00] Daskalov, G. M. Erratum: "Monte Carlo-aided dosimetry of a new high dose-rate brachytherapy source" [Medical Physics. 25, 2200-2208 (1998)], Medical Physics., 27, 1999-1999, 2000.
- [Eva55] Evans, R.D., The atomic nucleus, New York: McGraw-Hill Book Company, Inc, 1955.
- [Fle93] Fletcher, G. H. Cervical radium applicators with screening in the direction of bladder and rectum Radiology. 1993, 60-77.
- [Fer05] Ferrari, A., Sala, P. R., Fasso, A., Ranft, J. 2005 FLUKA: a Multi-particle Transport Code (Program version 2005), CERN-2005-10, INFN/TC-05/11, SLAC-R-773 (Geneva: CERN)
- [Geh06] <http://md.gehealthcare.com/shared/pdfs/pi/echoseed.pdf> (Julho 2009)
- [Hal92] Halbleib, J. A., Kensek, R. P., Mehlhorn, T. A., Valdez, G. D., Seltzer, S., Mand Berger, M. J. ITS Version 3.0: the Integrated TIGER Series of Coupled Electron/Photon Monte Carlo Transport Codes, Report SAND91-1634, 1992, (Albuquerque, NM: Sandia National Laboratories)
- [Hen02] Hendee, W. R., Ritenour, E.R. Medical Imaging Physics, Wiley-liss, New York, 2002.

- [Hir06] Hirayama. H., Namito, Y., Bielajew, A. F., Wilderman, S. J., Nelson, W. R. The EGS5 Code System SLAC-R-730, 2006, KEK 2005-8 (Menlo Park, CA: Stanford Linear Accelerator Center)
- [Hol83] Holm, H. H., et al, Transperineal iodine-125 seed implantation in prostatic cancer guided by transrectal ultrasonography, J. Urol. 130, 1983, 273–86.
- [Hub79] Hubbell, J.H., Overbo, I. Relativistic atomic factors and photon coherent scattering cross sections, J. Phys. Chem. Ref. Data 9, 1979, 69.
- [IRC07] International Commission on Radiological Protection, “Recommendations of the ICRP”, Publication No. 103, Annals of the ICRP Volume 37 2-3, 2007.
- [Kar01] Karaiskos, P., et al. Monte Carlo dosimetry of the selectSeed <sup>125</sup>I interstitial brachytherapy seed, Medical Physics 28, 2001, 1753-1760.
- [Kaw01] Kawrakow, I., Rogers, D.W.O. The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport, Report PIRS-701 (Ottawa: National Research Council of Canada), 2001.
- [KRA95] Krane., S.K. Introductory Nuclear Physics .1997 New York john Wiley and sons.
- [Leo86] Leo, W. R., Passage of radiation through matter, Springer-Verlag, 1986.
- [Lli01] F. Lliiso *et al*, Fitted dosimetric parameters of high dose-rate <sup>192</sup>Ir sources according to the AAPM TG43 formalism, Medical Physics, 2001; 28, 654-660.
- [Lli01-2] F. Lliiso *et al*, Erratum: "Fitted dosimetric parameters of high dose-rate <sup>192</sup>Ir sources according to the AAPM TG43 formalism" [Med. Phys. 28(4), 654-660 (2001)], Med. Phys., 28, 1964--1964, 2001.
- [Liz07] Li, Z., Das. R. K., Dewerd, L. A., Ibboy, S. G., Meigooni, A. S., Perez-Calatayud, J., Rivard, M.J., Sloboda, R. S., Williamson, J.F. Dosimetric prerequisites for routine clinical use of photon emitting brachytherapy sources with average energy higher than 50keV. Medical Physics, 2007; 34: 37-40.
- [Mce09] McEwen. M.R., DuSautoy. A.R. Primary standards of absorbed dose for electron beams. IOB publishing 2009; 46 S59–S79,
- [Nel85] Nelson W R, Hirayama H and Rogers D W O 1985 The EGS4 Code System, Report SLAC-265 (Stanford, CA: Stanford Linear Accelerator Center)
- [NIS09] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html> (Julho 2009)
- [Nuc09] <http://nucldata.nuclear.lu.se/nucldata/index.asp?> (Julho 2009)

- [Phi09] <http://www.patienthealthinternational.com/prostate-cancer/> (Julho 2009)
- [Phc09] [http://www.physics.carleton.ca/clrp/seed\\_database/Ir192\\_HDR/microSelectron\\_v2/](http://www.physics.carleton.ca/clrp/seed_database/Ir192_HDR/microSelectron_v2/) (Julho 2009)
- [Ren04] Reniers, B., Verhaegen, F., Vynckier. The radial dose function of low-energy brachytherapy seeds in different solid phantoms: comparison between calculations with the EGSnrc and MCNP4C, *Physics in Medicine and Biology*, 2004; 49: 1569-1582.
- [Riv06] Mark, J. R., Ravinder, Nath, Interstitial brachytherapy dosimetry update, *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 120, No. 1–4, 2006, 64–69.
- [Rog08] Taylor, R.E.P., Rogers, D.W.O. More accurate fitting  $^{125}\text{I}$  and  $^{103}\text{Pd}$  radial dose functions, *Medical physics* 2008; 35: 4242-4250.
- [Soa09] Soares, C.G., Dooyset, G., Mitch, M. G. primary standards and dosimetry protocols for brachytherapy sources. *Metrologia* 2009; 46: S80-S98.
- [Smi00] F.A. Smith. A primer in applied Radiation Physics, world scientific press publishing, Singapore, 2000.
- [Sow02] Sowards, K. Meigooni, A.S. A Monte Carlo evaluation of the dosimetric characteristics of the EchoSeed Model 6733  $^{125}\text{I}$  brachytherapy source, *Brachytherapy*, 2002; 1: 227-232.
- [Tur07] J.E. Turner., "Atoms, Radiation and Radiation Protection", Wiley, Germany, 2007
- [Tay08] Taylor, R.E.P., Rogers, D.W.O., An EGSnrc Monte Carlo-calculated database of TG-43 parameters, *Medical Physics* 2008; 35: 4228-424.
- [Wal62] Walstam, R., Remotely-controlled afterloading radiotherapy apparatus (a preliminary report), *Phys. Med. Biol.* 7, 1962, 225–8.
- [Wil00] Williams, J.R., Thwaites, D., *Radiotherapy Physics I*, Oxford University Press, 2000.